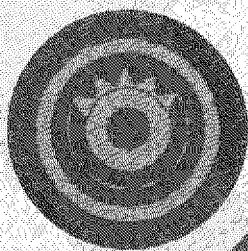


СПРАВОЧНИК

СПРАВОЧНИК ПО ТЕПЛООБМЕННЫМ РАСЧЕТАМ

В.Р. КУЛИНЧЕНКО

ИЗДАТЕЛЬСТВО
Т
«Техніка»



В.Р. КУЛИНЧЕНКО

СПРАВОЧНИК ПО ТЕПЛООБМЕННЫМ РАСЧЕТАМ

www.janko.front.ru

Киев
«Техника»
1990

ББК 31.31я2

К90

УДК 536.24 : 621.1

Рецензент канд. техн. наук *Б. Г. Дидушко*

Редакция литературы по передовому опыту и оперативных изданий
Зав. редакцией *Т. Т. Ревяко*

К $\frac{2203050000-151}{M202 (04)-90}$ 44.90

ISBN 5-335-00492-4

© Кулинченко В. Р., 1990

ПРЕДИСЛОВИЕ

На современном этапе развития народного хозяйства предъявляются высокие требования к конструкторам, проектировщикам и эксплуатационному персоналу теплообменной аппаратуры, используемой в химической, металлургической, нефтеперерабатывающей, энергетической, пищевой и других отраслях промышленности, поскольку знание физики теплообменных процессов, правильное представление о них и умелое использование расчетных зависимостей при проектировании теплообменного оборудования позволяют рационально выбирать и экономить металлы и другие материалы, использовать более дешевые вторичные энергоресурсы, что ведет к сокращению расхода топлива, а следовательно, к эффективному использованию ресурсов и снижению энерго- и материалоемкости производства.

Очевидность этого подтверждается возрастающим количеством научных работ и других публикаций по вопросам теплопередачи. Однако информация в этих источниках не всегда представлена в форме, удобной для использования в инженерной практике, и часто содержит материал, пригодный только для специалистов узкого профиля. В связи с этим в настоящее время назрела необходимость в справочнике, содержащем основные формулы для расчета теплопередачи различных сред и материалов при различных условиях.

В данном справочнике систематизированы расчетные зависимости для определения коэффициентов теплоотдачи при вынужденной конвекции с ламинарным и турбулентным течением, при свободной конвекции, кипении и конденсации. В справочник включены общепринятые формулы и тщательно отобранные как надежные и приемлемые. Принятые обозначения объясняются всякий раз, когда в приводимых формулах может появиться двусмысленность или неоднозначное толкование. В большинстве случаев формулы приведены в безразмерном виде, за исключением выражений, предназначенных для специального применения. Автор с благодарностью примет все замечания и предложения читателей по уточнению и улучшению материала, которые могут быть учтены в последующем издании. Отзывы и пожелания просьба направлять в издательство «Техніка» по адресу: 252601, Киев, 1, Крецятник, 5.

Глава 1

ВЫНУЖДЕННАЯ КОНВЕКЦИЯ ПРИ ЛАМИНАРНОМ ТЕЧЕНИИ

1.1. ПОГРАНИЧНЫЙ СЛОЙ

При обтекании тел потоком наблюдается безотрывное и отрывное движение. Безотрывное движение характеризуется областями вязких и тепловых возмущений, называемых динамическим и тепловым пограничными слоями. При $Pr = 1$ и $grad = 0$ толщина динамического пограничного слоя δ совпадает с толщиной теплового δ_t . Если $Pr < 1$, значение $\delta < \delta_t$, при $Pr > 1$ $\delta > \delta_t$. Теоретически толщина пограничного слоя бесконечна. Практически на удалении от стенки скорости и температура равны скорости и температуре невозмущенного потока. В этом случае пограничный слой имеет конечные размеры.

Если координата x направлена вдоль течения, а y — по нормали к нему, то в стационарном плоском пограничном слое несжимаемой жидкости при отсутствии объемных сил и процессов диффузии уравнения теплопроводности, движения и сплошности имеют вид [81]

$$\left. \begin{aligned} \lambda \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} &= \left(\frac{\partial T}{\partial \tau} + w_x \frac{\partial T}{\partial x} + w_y \frac{\partial T}{\partial y} \right) c_p \rho; \\ -\frac{\partial p}{\partial x} + \mu \frac{\partial^2 w_x}{\partial y^2} &= \left(\frac{\partial w_x}{\partial \tau} + w_x \frac{\partial w_x}{\partial x} + w_y \frac{\partial w_x}{\partial y} \right) \rho; \\ \frac{\partial w_x}{\partial x} + \frac{\partial w_y}{\partial y} &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (1.1)$$

Вне пограничного слоя вязкие силы не проявляются:

$$-\frac{\partial p}{\partial x} = \left(\frac{\partial w_0}{\partial \tau} + w_0 \frac{\partial w_0}{\partial x} \right) \rho;$$

где w_0 — скорость невозмущенного потока; τ — время.

Уравнения импульсов Кармана и теплового слоя, исходя из выражений (1.1):

$$\begin{aligned} \int_0^\delta \rho \frac{\partial w_x}{\partial \tau} dy + \frac{\partial}{\partial x} \int_0^\delta \rho w_x dy - w_0 \frac{\partial}{\partial x} \int_0^\delta \rho w_x dy &= -\tau_{cx} - \delta \frac{\partial p}{\partial x}; \\ q &= \frac{d}{dx} \left(c_0 T_0 \int_0^{\delta_t} \rho w_x dy - \int_0^{\delta_t} c_p T w_x dy \right). \end{aligned}$$

Для стационарного течения справедливо уравнение импульсов

$$\frac{d\delta^{**}}{dx} + \frac{1}{w_0} \frac{dw_0}{dx} (2\delta^{**} + \delta^*) = \frac{\tau_{cx}}{\rho w_0^2} = 2c_f, \quad (1.2)$$

где c_f — местное значение коэффициента сопротивления трения, и уравнение теплового баланса

$$\frac{Q_x}{c_p w_0} = \frac{d\delta^{**}_t}{dx} + \left[\frac{1}{w_0} \frac{dw_0}{dx} + \frac{1}{T_{cx} - T_0} \frac{d(T_{cx} - T_0)}{dx} \right] \delta^{**}_t. \quad (1.3)$$

Значения δ^* , δ^{**} и δ_T^{**} описываются интегралами, характеризующими толщину вытеснения слоя, толщину потери импульса и толщину потери теплосодержания [75]:

$$\delta^* = \int_0^\delta \left(1 - \frac{w_x}{w_0}\right) dy;$$

$$\delta^{**} = \int_0^\delta \frac{w_x}{w_0} \left(1 - \frac{w_x}{w_0}\right) dy;$$

$$\delta_T^{**} = \int_0^\delta \frac{w_x}{w_0} \left(1 - \frac{T - T_0}{T_{ст} - T_0}\right) dy.$$

Эти величины принимаются как линейные размеры для характеристических чисел Рейнольдса пограничного слоя

$$Re^* = w_0 \delta^* / \nu; Re^{**} = w_0 \delta^{**} / \nu; Re_T = w_0 \delta_T^{**} / \nu.$$

При обтекании пластины неограниченным потоком ($dw_0/dx = 0$) координаты перехода от ламинарного режима течения к переходному $x_{кр1}$ и перехода к развитому турбулентному режиму течения пограничного слоя $x_{кр2}$ определяются по рис. 1 [78].

При обтекании профиля ($dw_0/dx \neq 0$), когда степень турбулентности набегающего потока $\bar{v} \leq 0,6\%$, координата $x_{кр1}$ определяется по графику

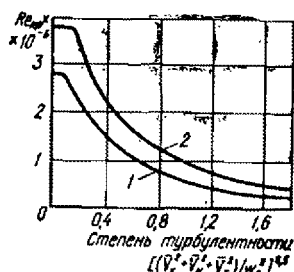


Рис. 1. Зависимость критических значений числа Re от степени турбулентности:

1 — $Re_{кр1} = w_0 x_{кр1} / \nu$; 2 — $Re_{кр2} = w_0 x_{кр2} / \nu$

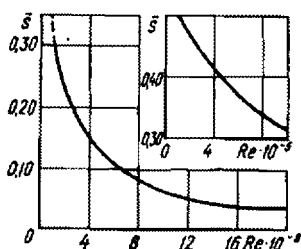


Рис. 2. График нахождения координаты перехода от ламинарного режима течения пограничного слоя к переходному при $\bar{v} \leq 0,6\%$

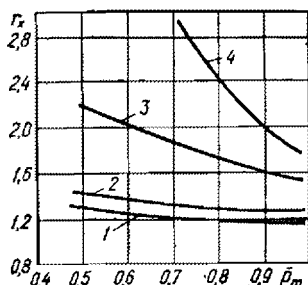


Рис. 3. График определения r_x на профиле при диффузном течении с выпуклым (1) и вогнутым (2) профилем скорости и при конфузном течении с выпуклым (3) и вогнутым (4) профилем скорости

рис. 2, на котором $Re = w_1 b / \nu$ (где w_1 — скорость набегающего потока, b — хорда профиля), а $\bar{s} = (x_{кр1} - s_{min}) / b$ (где s_{min} — координата точки минимума давления).

Значение координаты $x_{кр2}$ определяется с помощью графика рис. 3, на котором $r_x = x_{кр2} / x_{кр1}$, а $\bar{p}_m = p_{min} / (p_1 + \rho w_1^2 / 2) = [p_{min} + p_1 / (2\rho w_1^2)] / [1 + p_1 / (2\rho w_1^2)]$, где $p_{min} = 1 - (w_{min} / w_1)^2$.

1.2. ТЕПЛООБМЕН ПРИ ВНЕШНЕМ ОБТЕКАНИИ ПОВЕРХНОСТЕЙ

1.2.1. Обтекание пластины

В случае обтекания пластины невозмущенным потоком при ламинарном течении существует точное решение системы (1.1), которое при постоянных физических характеристиках и постоянной температуре на поверхности пластины для сред с $Pr \geq 0,6$ дает [75]

$$\delta_x = 5\sqrt{vx/w_0}; \quad \delta^* = 1,73\sqrt{vx/w_0}; \quad \delta^{**} = 0,064\sqrt{vx/w_0}.$$

Безразмерное касательное напряжение на стенке

$$\tau_{ст}/(\rho w_0^2) = 0,332 Re_x^{-0,5}.$$

Индекс x показывает, что величина относится к сечению, отстоящему на x , м, от передней кромки пластины. Местный коэффициент трения

$$C_f = 0,664 Re_x^{-0,5}; \quad C_f^{**} = 0,44/Re^{**}.$$

Коэффициент теплоотдачи

$$\alpha_x = 0,332 \lambda Pr^{0,33} \sqrt{w_0/(vx)}. \quad (1.4)$$

Средний коэффициент трения и среднее значение α на участке длиной L в ламинарном пограничном слое

$$\bar{C}_f = 1,34 (w_0 L/v)^{-0,5}; \\ \bar{\alpha} = 0,664 \lambda Pr^{0,33} \sqrt{w_0/vL}. \quad (1.5)$$

С введением в формулы (1.4) и (1.5) безразмерных коэффициентов теплоотдачи — чисел Нуссельта [86]:

$$Nu_x = 0,332 Pr^{0,33} Re_x^{0,5}; \\ \bar{Nu}_L = 0,664 Pr^{0,33} Re_L^{0,5},$$

где $Nu_x = \alpha x/\lambda$; $Nu_L = \bar{\alpha} L/\lambda$; $Re_x = w_0 x/v_0$; $Re_L = w_0 L/v_0$.

При изменении физических параметров теплоносителя с изменением температуры теплоотдача зависит от направления и плотности теплового потока [93]:

$$Nu_{xж} = 0,33 Re_{xж}^{0,5} Pr_{ж}^{0,33} (Pr_{ж}/Pr_{ст})^{0,25}; \quad (1.6)$$

$$Nu_{Lж} = 0,66 Re_{Lж}^{0,5} Pr_{ж}^{0,33} (Pr_{ж}/Pr_{ст})^{0,25}. \quad (1.7)$$

Индексы «ж» и «ст» указывают на то, что физические свойства теплоносителя определены соответственно при температурах жидкости и стенки.

При нагревании каплевой жидкости (прямое направление теплового потока) $Pr_{ж}/Pr_{ст} > 1$, при охлаждении (обратное направление теплового потока) $Pr_{ж}/Pr_{ст} < 1$.

Теплоотдача к воздуху ($Pr_{ж}/Pr_{ст} = 0,71$) определяется по формуле

$$Nu_{Lж} = 0,57 Re_{Lж}^{0,5}. \quad (1.8)$$

В соотношениях (1.6) — (1.8) $Nu_{xж} = \alpha x/\lambda_{ж}$, $Nu_{Lж} = \bar{\alpha} L/\lambda_{ж}$; $Re_{xж} = w_0 x/v_{ж}$, $Re_{Lж} = w_0 L/v_{ж}$; $Pr_{ж} = \nu_{ж}/a_{ж}$, $Pr_{ст} = \nu_{ст}/a_{ст}$.

Для сред с $Pr \ll 1$ (жидкие металлы)

$$\bar{Nu}_L = 1,1 [(1 - Pr^{0,33}) Pe]^{0,5},$$

или

$$\bar{\alpha} = 1,1 (1 - \text{Pr}^{0,33})^{0,5} (\omega_0/aL)^{0,5}.$$

Здесь $\text{Pe} = \omega_0 L/a$ — число Пекле.

1.2.2. Обтекание криволинейной поверхности

Для потока, обтекающего контур сложной геометрической конфигурации, при постоянной температуре на поверхности контура температурный фактор принимается близким к единице, течение — плоским, а обтекающая контур среда — практически несжимаемой. Задается профиль скоростей в виде функции

$$\omega_0 = \omega_0(x) \text{ или } \omega_0 = \omega_0(s),$$

где x — координата, направленная вдоль обвода профиля, начиная от точки разветвления потока; s — координата, направленная вдоль обвода профиля, начиная от задней кромки (то есть на одном определенном участке направлена против x , а на другом — по x).

Эта функция определяется путем расчета потенциального обтекания профиля, исследования обтекания методом электродинамической аналогии или непосредственными измерениями распределения давления по профилю при его продувании в аэродинамической трубе.

Связь между эпюрой давления и эпюрой скоростей невозмущенного ядра стационарного течения устанавливается уравнением

$$-dp/(dx) = \rho \omega_0 d\omega_0/(dx).$$

Отсюда следует, что

$$\omega_0(x) = \sqrt{2\Delta p(x)/\rho}.$$

Пограничный слой рассчитывается отдельно для нижней и верхней стороны профиля, начиная от точки разветвления, которая определяется по эпюре скоростей как точка, в которой $\omega_0 = 0$.

При ламинарном течении пограничного слоя на всем обводе профиля (теплоотдача рассчитывается для среды с $\text{Pr} \geq 0,6$) [81]

$$\delta^{**} = (0,67 \nu^{0,5} / \omega_0^{2,9}) \sqrt{\int_0^x \omega_0^{4,9} dx}; \quad (1.9)$$

$$C_f = 0,67 \nu^{0,5} \omega_0^{1,7} / \sqrt{\int_0^x \omega_0^{4,8} dx}; \quad (1.10)$$

$$\text{Nu} = 0,67 \text{Pr}^{0,33} \text{Re} / \sqrt{\int_0^x \omega_0 dx / \nu}. \quad (1.11)$$

При ламинарном течении пограничного слоя передней части профиля и переходном режиме на задней части для точек $0 < x < x_{\text{кр}1}$ расчет ведется по формулам (1.9) — (1.11), для точек $x > x_{\text{кр}1}$ —

$$\delta^{**} = 0,00032 \nu^{-0,11} \omega_0^{-5,99} \left(\int_{x_{\text{кр}1}}^x \omega_0^{5,5} dx + 1395 \nu^{0,1} \omega_{0,1}^{5,4} \delta_1^{**0,9} \right)^{1,11} \quad (1.12)$$

$$C_f = 0,00071 \nu^{-0,11} \omega_0^{0,6} \left(\int_{x_{\text{кр}1}}^x \omega_0^{5,5} dx + 1395 \nu^{0,1} \omega_{0,1}^{5,4} \delta_1^{**0,9} \right)^{0,11}; \quad (1.13)$$

$$Nu = 0,00038 Pr^{0,33} Re \left[\int_{x_{кр1}}^x w_0 dx / \nu + 0,047 (Re/Nu)_1^2 \right]^{0,11} \quad (1.14)$$

При ламинарном течении пограничного слоя на передней части профиля, переходном на средней части профиля и турбулентном течении на задней части профиля для точек $0 < x < x_{кр1}$ расчет ведется по формулам (1.9) — (1.11); для точек $x_{кр1} < x < x_{кр2}$ — по формулам (1.12) — (1.14); для точек $x > x_{кр2}$ при $Re_1 < 5 \cdot 10^6$

$$\delta^{**} = 0,036 \nu^{0,2} w_0^{-3,2} \left(\int_{x_{кр2}}^x w_0^{3,8} dx + 63,4 w_{0,2}^{4,05} \delta_2^{** 1,25} / \nu^{0,25} \right)^{0,8}; \quad (1.15)$$

$$C_f = 0,059 \nu^{0,2} w_0^{0,56} \left(\int_{x_{кр2}}^x w_0^{3,8} dx + 63,4 w_{0,2}^{4,05} \delta_2^{** 1,25} / \nu^{0,25} \right)^{-0,2}; \quad (1.16)$$

$$Nu = 0,028 Pr^{0,33} Re \left[\int_{x_{кр2}}^x w_0 dx / \nu + 0,72 \left(\frac{Nu \cdot 10^4}{3,4 Re} \right)_2^9 \right]^{-9,2} \quad (1.17)$$

при $Re_1 > 5 \cdot 10^6$

$$\delta^{**} = 0,015 \nu^{0,86} w_0^{-4,12} \left(\int_{x_{кр2}}^x w_0^{3,8} dx + 131 w_{0,2}^{3,97} \delta_2^{** 1,17} / \nu^{0,17} \right)^{0,86}; \quad (1.18)$$

$$C_f = 0,0264 \nu^{0,14} w_0^{0,4} \left(\int_{x_{кр2}}^x w_0^{3,8} dx + 131 w_{0,2}^{3,97} \delta_2^{** 1,17} / \nu^{0,17} \right)^{-0,14}; \quad (1.19)$$

число Nu определяется по формуле (1.17).

Турбулентность набегающего потока велика ($\bar{u} > 1\%$), весь пограничный слой на профиле можно считать турбулентным. В этом случае для всех точек профиля

при $Re_1 < 5 \cdot 10^6$

$$\delta^{**} = 0,036 \nu^{0,2} w_0^{-3,2} \left(\int_0^x w_0^{3,8} dx \right)^{0,8}; \quad (1.20)$$

$$C_f = 0,059 \nu^{0,2} w_0^{0,56} \left(\int_0^x w_0^{3,8} dx \right)^{-0,2}; \quad (1.21)$$

$$Nu = 0,0285 Pr^{0,35} Re \left(\int_0^x w_0 dx / \nu \right)^{-0,2}; \quad (1.22)$$

при $Re_1 > 5 \cdot 10^6$

$$\delta^{**} = 0,015 \nu^{0,86} w_0^{-4,12} \left(\int_0^x w_0^{3,8} dx \right)^{0,86}; \quad (1.23)$$

$$C_f = 0,0264 \nu^{0,14} w_0^{0,4} \left(\int_0^x w_0^{3,8} dx \right)^{-0,14}; \quad (1.24)$$

число Nu определяется по формуле (1.22).

Полная сила трения на профиле

$$s_{\text{тр}} = \oint C_f (\rho w_0^2 / 2) dx. \quad (1.25)$$

Полная теплоотдача

$$Q = h \oint \alpha (T_{\text{ст}} - T_0) dx, \quad (1.26)$$

где h — высота профиля.

В формулах (1.9) — (1.26) $[81]$ $Nu = \alpha x / \lambda$, $Re = w_0 x / \nu$ — локальные числа Нуссельта и Рейнольдса; $Re_1 = w_1 L / \nu$ — расчетное число Рейнольдса; w_1 — скорость набегающего на профиль потока; L — длина обвода рассматриваемой части профиля; $w_{0,1}$ и $w_{0,2}$ — скорости течения в ядре потока в сечениях $x = x_{\text{кр}1}$ и $x = x_{\text{кр}2}$; δ_1^{**} и δ_2^{**} — толщины потери импульса в точках перехода от ламинарного течения пограничного слоя к переходному ($x = x_{\text{кр}1}$) и от переходного к турбулентному ($x = x_{\text{кр}2}$); $(Re/Nu)_1$ и $(Re/Nu)_2$ относятся к сечениям $x = x_{\text{кр}1}$ и $x = x_{\text{кр}2}$. Значения $x_{\text{кр}1}$ и $x_{\text{кр}2}$ определяются по рис. 2 и 3.

Средний коэффициент теплоотдачи в решетке профилей при числе Маха $M = w_1/c < 0,5$ (где c — скорость света) и $T_{\text{соп}}/T_0 \approx 0$ определяется с помощью формулы [75]

$$Nu_b = \frac{\bar{\alpha} b}{\lambda} = \frac{T_{\text{к}}}{T_{\text{ст}} - T_0} \frac{w_{\text{к}}}{w_2} \frac{\delta_{\text{т.к}}^{**}}{t \cos \beta_2} \frac{t}{L} \text{Pr} Re_b,$$

где b — хорда профиля; $T_{\text{ст}}$ — температура стенки потока, °C; $T_{\text{к}}$, $w_{\text{к}}$, $\delta_{\text{т.к}}^{**}$ — температура, скорость и толщина пограничного слоя у задней кромки профиля; w_2 — скорость потока на выходе из решетки; β_2 — угол выхода потока относительно оси решетки; t — шаг решетки.

При ламинарном течении пограничного слоя на всем обводе профиля

$$\delta_{\text{т.к}}^{**} = 0,826 \nu^{0,5} \left(\int_0^x w_0 dx \right)^{0,5} / w_0. \quad (1.27)$$

При ламинарном течении пограничного слоя на участке от передней точки разветвления до точки $x = x_{\text{кр}1}$ и переходе в режим $x \geq x_{\text{кр}1}$

$$\delta_{\text{т.к}}^{**} = 0,00041 \left(\int_{x_{\text{кр}2}}^x w_0 dx + 1078 \nu^{0,1} w_{0,\text{кр}1}^{0,9} \delta_{\text{т}1}^{**0,9} \right)^{10/9} / (w_0 \nu^{1/9});$$

для участка $x < x_{\text{кр}1}$ расчет ведется по формуле (1.27).

При возникновении в пограничном слое, развивающемся вдоль обвода профиля, турбулентного режима течения после $x = x_{\text{кр}2}$ для области $x > x_{\text{кр}2}$ при $Re_1 < 5 \cdot 10^6$

$$\delta_{\text{т.к}}^{**} = 0,028 (\nu^{0,2} / w_0) \left(\int_{x_{\text{кр}2}}^x w_0 dw + 49,3 \delta_{\text{т}1}^{**1,25} w_{0,\text{кр}2}^{1,25} / \nu^{0,25} \right)^{0,8};$$

при $Re_1 > 5 \cdot 10^6$

$$\delta_{\text{т.к}}^{**} = 0,016 (\nu^{0,14} / w_0) \left(\int_{x_{\text{кр}2}}^x w_0 dx + 122,6 \delta_{\text{т}2}^{**1,17} w_{0,\text{кр}2}^{1,17} / \nu^{0,25} \right)^{0,86}$$

1.2.3. Обтекание шара

Шаровая поверхность представляет собой типичное плохо обтекаемое тело. Отрыв пограничного слоя и образование вихревой области за кормой шара начинается при $Re > 50$. В зависимости от числа $Re = w_0 D / \nu$ (D — диаметр шара) точка отрыва смещается, в результате чего зависимость Nu от Re при обтекании шара имеет сложный характер. Теория теплообмена в вихревой области пока не разработана, и поэтому теплообмен плохо обтекаемых тел приходится рассчитывать только на основе обобщенных опытных данных [75].

Для шара существует предельное, наименьшее значение числа $Nu = \alpha D / \lambda$; $Nu_{\min} = 2$.

Теплоотдача при вынужденном обтекании шара определяется по эмпирической формуле ($Re = 0,3 \dots 3 \cdot 10^5$; $Pr = 0,594 \dots 8000$) [78]

$$Nu = 2 + 0,03 Pr^{0,33} Re^{0,54} + 0,35 Pr^{0,36} Re^{0,58}. \quad (1.28)$$

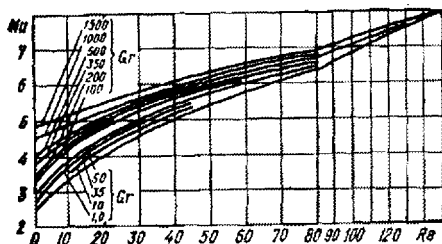


Рис. 4. Теплоотдача с учетом свободной конвекции при вынужденном обтекании шара потоком газа ($Gr = g D^3 \beta \Delta T / \nu^2$)

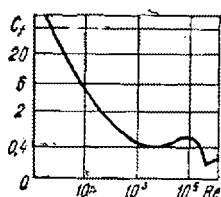


Рис. 5. Зависимость коэффициента сопротивления C_f от числа Re для неподвижного шара

Число Nu при вынужденном обтекании шара газом с учетом свободной конвекции определяется по экспериментальному графику, приведенному на рис. 4.

При нестационарном быстротечном процессе теплоотдачи (например, зажигание распыленного топлива в камерах сгорания) пограничный слой не успевает сформироваться. В этом случае теплообмен происходит при нестационарном пограничном слое и его закономерности отличаются от рассмотренных в предыдущих параграфах.

Необходимо различать теплообмен на поверхности частиц и на поверхности пограничного слоя. До стабилизации теплового пограничного слоя часть тепла идет на его формирование, то есть на прогрев слоев среды, непосредственно прилегающих к частице. По мере прогрева этих слоев тепло во все больших количествах переходит в ядро среды и, наконец, при достижении полного формирования теплового пограничного слоя все тепло с поверхности частицы отдается массе обтекающей ее среды. Если этот процесс не установившийся и в гидродинамическом отношении, то одновременно с формированием теплового пограничного слоя формируется гидродинамический слой.

Если коэффициент теплоотдачи от поверхности сферической частицы обозначить α_n , а коэффициент теплоотдачи в ядро потока (от внешней границы пограничного слоя) — $\alpha_{об}$, то в начальный момент времени $\tau = 0$, $\alpha_n = \infty$, $\alpha_{об} = 0$, а при стационарном состоянии (теоретически $\tau = \infty$) $\alpha_n = \alpha_{об} = \alpha$.

При $50 < Re < 3200$ имеют место зависимости: для теплоотдачи в объеме сферической частицы

$$\frac{\alpha_{об}}{\alpha} = \frac{(w_0 \tau / D)^2 Re}{10^6 + (w_0 \tau / D)^2 Re};$$

для теплоотдачи с поверхности частицы

$$\frac{\alpha_n}{\alpha} = 1 + \frac{5,6 \text{ Pr}^{0,33}}{w_0 \tau / D},$$

где α — коэффициент теплоотдачи при стационарных условиях, определяемый по формуле (1.28).

Коэффициент гидравлического сопротивления шара определяется по графику рис. 5. При $Re < 2$ коэффициент сопротивления описывается соотношением $C_f = 24/Re$; в пределах $10^3 < Re < 2 \cdot 10^5$ он остается практически постоянным и приблизительно равен 0,4, а при $Re > 2 \cdot 10^5$ сильно уменьшается, что обуславливается смещением точки отрыва пограничного слоя.

1.3. ТЕПЛООБМЕН НА ПРОНИЦАЕМОЙ ПОВЕРХНОСТИ

При обтекании плоской полубесконечной пластины несжимаемым потоком и равномерном отсосе из пограничного слоя распределение скоростей не зависит от текущего значения координаты x .

Из уравнений неразрывности и сплошности определяются толщина вытеснения и толщина потери импульса [86]:

$$\delta^* = -v/w_{\text{CT}}; \quad \delta^{**} = -0,5v/w_{\text{CT}}.$$

Касательное напряжение на стенке

$$\tau_{\text{CT}} = \rho (-w_{\text{CT}}) w_0.$$

Коэффициент трения

$$C_f = -2w_{\text{CT}}/w_0.$$

Параметр проницаемости $b_1 = 2w_{\text{CT}}/C_f w_0$ для данного случая равен -1 .

Относительный закон трения описывается формулой

$$\Psi = (C_f/C_f^*)_{Re^{**}} = 2,28.$$

Закон трения при асимптотическом отсосе в координатах $\Psi = f(b_1)$ соответствует одной точке ($b_1 = -1$, $\Psi = 2,28$).

Соответственно

$$\Psi_x = -\frac{w_{\text{CT}} Re_x^{0,5}}{0,332 w_0} = -b_x,$$

где

$$b_x = 2w_{\text{CT}}/C_f^* w_0.$$

Из уравнения энергии при условии $\partial T/\partial x = 0$ следует:

$$Nu/Re \text{ Pr} = St = -w_{\text{CT}}/w_0; \quad \Psi_s = \Psi = 2,28.$$

Для случая вдува газа через поверхность теплообмена и степенном законе движения у теплоотдающей поверхности

$$w_{\text{CT}} \sim x^{(m-1)/2}$$

результаты расчетов теплового пограничного слоя на проницаемой поверхности при различных значениях параметра проницаемости $b_x = 2w_{\text{CT}}/C_f^* w_0$, где $C_f^*/2 = 0,332 Re_x^{-0,5}$, приведены в табл. 1 и 2. Из таблиц видно, что вдув газа в пограничный слой приводит к резкому снижению коэффициента теплоотдачи. В случае обтекания плоской пластины при параметре вдува

$$b_x = 3w_{\text{CT}} Re_x^{0,5}/w_0 = 1,86$$

1. Значения $Nu_x Re_x^{-0,5}$ в ламинарном пограничном слое* в зависимости от b_x и числа Pr

b_x	Pr		
	0,7	0,8	1,0
-7,500	0,850	2,097	2,590
-2,250	0,722	0,797	0,945
-0,750	0,429	0,461	0,523
0,000	0,292	0,307	0,332
+0,750	0,166	0,166	0,165
+1,125	0,107	0,103	0,094
+1,500	0,052	0,046	0,036
+1,857	—	—	0,000

* $T_{ст}$, T_0 и w_0 постоянны.

наступает оттеснение пограничного слоя от стенки и коэффициент теплоотдачи становится равным нулю.

При вдуве газов с меньшей молекулярной массой эффективность защиты растёт. Это обусловлено влиянием удельной теплоёмкости вдуваемого газа. Для расчета локального теплообмена [75] в результате обобщения численных решений уравнений ламинарного пограничного слоя на проницаемой пластине получено уравнение

$$q_{ст}/q_{ст0} = 1 - (1,82e^{0,33} \rho_{ст} w_{ст} Re_x^{0,5}) / (\rho_0 w_0),$$

где $q_{ст0}$ — тепловой поток на непроницаемой пластине при том же значении Re_x ; v — отношение относительных молекулярных масс газа основного потока и вдуваемого газа.

Физические константы, входящие в число Re_x , подсчитывают по определяющей температуре

$$T_{опр} = T_{\infty} + 0,5 (T_{ст} - T_{\infty}) + 0,22 (T_{ст}^* - T_{\infty}).$$

С учетом влияния вдува на относительный закон теплообмена при $Re_x^* = idem$

$$\Psi_S = (St/St_0)_{Re_x^*}^* = (1 - \bar{b}_x)^{4/3}, \quad (1.29)$$

2. Значения $Nu_x Re_x^{-0,5}$ в ламинарном пограничном слое* в зависимости от b_x и m

b_x	m						
	-0,04175	-0,0036	0,0000	0,0811	0,333	0,500	1,000
0,717	0,103	—	—	—	—	—	—
0,750	—	—	0,166	—	—	—	—
1,000	—	—	—	—	0,242	—	—
1,125	—	—	0,107	—	—	0,259	—
1,500	—	0,0251	0,0152	—	—	—	0,293
1,554	—	—	—	0,087	—	—	—
1,674	—	—	—	0,109	—	—	—
2,001	—	—	—	—	0,131	—	—
3,000	—	—	—	—	—	—	0,146

* $T_{ст}$ и T_0 постоянны, $Pr = 0,7$.

где $\bar{b}_T = b_T/b_{кр}$ — относительный фактор проницаемости стенки; $b_T = \rho_{ст} w_{ст} / \rho_{\infty} \times \times w_{\infty} St_0$ — тепловой параметр проницаемости (St_0 — число Стантона на непроницаемой поверхности при известном значении Re_T^{**});

$$b_{кр} = 1,82 \varepsilon^{0,33} \sqrt{1 + 0,5 T_{ст}/(T_{\infty} - 1) + 0,22 T_{ст}^*/(T_{\infty} - 1)}.$$

В общем случае при заданных функциях w_0 , ΔT и b_T от безразмерной продольной координаты X и поверхности, проницаемой по всей длине, решение уравнения энергии относительно Re_T^{**} имеет вид

$$Re_T^{**} = (1/\Delta T) \left[(0,44/Pr^{4/3}) Re_0 \int_0^x \bar{w}_0 [\Psi_T (1 - \bar{b}_T)^{4/3} + b_T] \Delta T dX \right]^{0,5}$$

По найденным значениям Re_T^{**} определяется число St по формуле

$$St_0 = 0,22/(Re_T^{**} Pr^{4/3}).$$

При обтекании снизу дырчатого листа (коридорное расположение отверстий диаметром $d = 1$ мм, с длиной шага $t = 2$ мм) ограниченным слоем воздуха высотой $h = 3...13$ мм эмпирическая формула

$$Nu = C Re^{0,55} Pr^{0,33} (h/d)^{-0,15} \quad (1.30)$$

описывает опытные данные с точностью $\pm 14\%$ [75] для полезного сечения 19% . При этом на начальном участке константа $C = 0,163$; на участке установившегося движения $C = 0,135$.

Формула (1.30) справедлива для следующих режимных параметров: расход воздуха через дырчатый лист $(0,062 - 0,31) 10^{-3}$ кг/с; скорость струи в отверстии $(0,07 - 0,35)$ м/с; $Re = 3,8...18,9$; давление среды $60 - 80$ кПа. Определяющая температура принята $T_{ст} - T_{\infty}$, где T_{∞} — температура потока воздуха при входе в отверстие дырчатого листа. При определении чисел Nu и Re за характерный размер принимается диаметр отверстия d .

1.4. ТЕПЛООБМЕН ПРИ ПОПЕРЕЧНОМ ОБТЕКАНИИ ПОВЕРХНОСТЕЙ

1.4.1. Обтекание цилиндра, призматического стержня, обрешенной трубы

Поперечное обтекание одиночной трубы при $Re < 5$ имеет безотрывный характер. При больших значениях обтекание трубы сопровождается образованием в кормовой части вихревой зоны. Местоположение точки отрыва пограничного слоя зависит от числа Re . Перемещение точки отрыва и связанное с этим изменение соотношения между областью пограничного слоя и вихревой областью в кормовой части цилиндра влияет на зависимость коэффициента теплоотдачи цилиндра от числа Re . Интенсивность теплоотдачи по окружности трубы неодинакова. Представление об ее относительном изменении дают кривые на рис. 6.

Максимальное значение коэффициента теплоотдачи наблюдается на лобовой части цилиндра при значениях φ , близких к нулю, когда толщина пограничного слоя наименьшая. По поверхности цилиндра в направлении движения интенсивность теплообмена падает и при $\varphi = 90...100^\circ$ достигает минимума. Это вызвано нарастанием толщины пограничного слоя, который как бы изолирует поверхность трубы от основного потока. В кормовой части коэффициент теплоотдачи возрастает благодаря улучшению отвода тепла вследствие перемешивания потока. При малых значениях Re интенсивность теплообмена в вихревой зоне ниже, чем в лобовой точке. При увеличении

числа Re благодаря интенсификации вихревого движения в области отрыва коэффициент теплоотдачи в кормовой зоне увеличивается (рис. 7).

Наиболее стабильный характер течения наблюдается в лобовой части цилиндра ($\varphi \approx 0$). Локальный коэффициент теплоотдачи в этой точке [75]

$$\alpha_{\varphi=0} = 1,04 (\omega_0/\nu d)^{0,5} Pr^{0,33}.$$

Для газов и неметаллических жидкостей при $Pr < 350$ средний коэффициент теплоотдачи при поперечном обтекании цилиндра или призматического стержня определяется из формулы

$$Nu = K_1 K_2 Pr^n Re^m, \quad (1.31)$$

где $Nu = \alpha d_{\text{экв}}/\lambda$ и $Re = \omega_0 d_{\text{экв}}/\nu$.

Для единообразия расчетов можно принять $n = 0,35$. Значения K_1 и m зависят от формы обтекаемого стержня и от диапазона чисел Re и приведены в табл. 3.

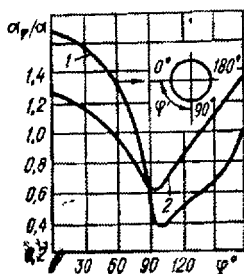


Рис. 6. Изменение относительного коэффициента теплоотдачи по окружности цилиндра при $Pr = 0,72$; $Re = 10 \cdot 10^3$ (1) и $40 \cdot 10^3$ (2)

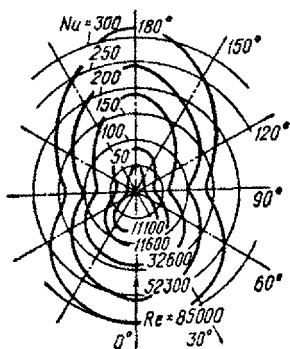


Рис. 7. Изменение коэффициента теплоотдачи по окружности цилиндра в зависимости от числа Re (в полярных координатах)

Физические характеристики принимаются те, которые соответствуют температуре набегающего потока. Температурный фактор может быть учтен величиной

$$K_2 = (Pr_0/Pr_{\text{ст}})^{0,25}.$$

Для расчета среднего по периметру цилиндра коэффициента теплоотдачи в зависимости от числа Рейнольдса справедливы формулы:

при $Re < 10^3$

$$Nu = 0,56 Re^{0,5} Pr^{0,36} (Pr_0/Pr_{\text{ст}})^{0,25}; \quad (1.32)$$

при $Re > 10^3$

$$Nu = 0,28 Re^{0,6} Pr^{0,36} (Pr_0/Pr_{\text{ст}})^{0,25}. \quad (1.33)$$

Для теплоотдачи к воздуху формулы (1.32) и (1.33) имеют вид при $Re < 10^3$

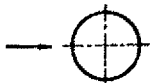
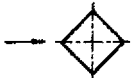
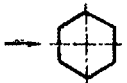
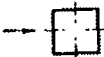
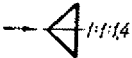
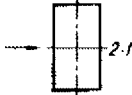
$$Nu = 0,49 Re^{0,5}; \quad (1.34)$$

при $Re > 10^3$

$$Nu = 0,245 Re^{0,6}. \quad (1.35)$$

Соотношения (1.31) — (1.35) справедливы, когда угол атаки (острый угол между направлением потока и осью трубы) равен 90° . В случае, если $\varphi < 90^\circ$, теплоотдача уменьшается. Для одиночной трубы зависимость α

3. Значения коэффициента K_1 и показателя степени m для определения теплоотдачи одиночных поперечно обтекаемых стержней в зависимости от их формы и чисел Re

Форма стержня	Число Re	K_1	m
	0,1—4,0	0,99	0,305
	4,0—50	0,86	0,41
	8,0— 10^3	0,59	0,47
	$100—5 \cdot 10^3$	0,665	0,47
	$(5—50) 10^3$	0,22	0,60
	$> 50 \cdot 10^3$	0,028	0,80
	$(5—100) 10^3$	0,25	0,588
	$(2,5—15) 10^3$	0,25	0,612
	$(5—100) 10^3$	0,156	0,638
	$(5—19,5) 10^3$	0,162	0,638
	$(19,5—100) 10^3$	0,0395	0,782
	$(2,5—8) 10^3$	0,180	0,699
	$(5—100) 10^3$	0,104	0,673
	$(4—15) 10^3$	0,232	0,731
	$(3—15) 10^3$	0,096	0,804
	$(3—20) 10^3$	0,246*	0,61*
	$(3—20) 10^3$	0,264*	0,66*

При изменении положения сечения стержня относительно направления омывающего потока коэффициент теплоотдачи изменяется в пределах $\pm 15\%$.

от угла атаки определяется по данным табл. 4, где значение ε_φ представляет собой отношение теплоотдачи при угле атаки φ к теплоотдаче при $\varphi = 90^\circ$, то есть $\varepsilon_\varphi = \alpha_\varphi / \alpha_{\varphi=90^\circ}$. При этом расчетная формула принимает вид

$$\alpha_\varphi = \varepsilon_\varphi \alpha_{\varphi=90^\circ} \quad (1.36)$$

4. Зависимость теплоотдачи цилиндра от угла атаки

φ	90	80	70	60	50	40	30	20	10
ε_φ	1,00	1,00	0,98	0,94	0,88	0,78	0,67	0,52	0,42

Средний коэффициент теплоотдачи от трубы с поперечными радиальными ребрами к омывающей их вязкой жидкости определяется зависимостью ($Re = 100...1500$) [75]

$$Nu = 0,38 Re^{0,5} Pr^{0,33} (Pr_{ж}/Pr_{ст})^{0,25}, \quad (1.37)$$

где характерный размер, входящий в числа Nu и Re , определяется соотношением

$$l = (F_{тр} d_n / F_n) + (F_p^{1,5} / F_n \sqrt{2n}),$$

здесь $F_{тр}$ и F_p — площади поверхности открытой части трубы и ребер; F_n — полная площадь поверхности теплообмена; d_n — наружный диаметр трубы; n — количество ребер. Физические константы потока вязкой жидкости определяются по средней температуре между входом и выходом.

1.4.2. Обтекание коридорного и шахматного пучка труб

При внешнем обтекании пучков труб понятие ламинарного и турбулентного режимов течения принимается условно. Безотрывное течение наблюдается при очень низких значениях чисел Re . При $Re \geq 5$ за цилиндром образуется вихревая зона, причиной возникновения которой является отрыв потока от поверхности тела.

Для первого ряда коридорных пучков изменение относительной теплоотдачи по окружности практически соответствует таковой для одиночной трубы (см. рис. 6). Для шахматных пучков кривая имеет такой же характер, но изменения здесь более резкие. Для вторых и всех последующих рядов характер кривых относительной теплоотдачи меняется. Типовыми становятся кривые, приведенные на рис. 8. В коридорных пучках максимум теплоотдачи наблюдается не в лобовой точке, а на расстоянии 50° от нее. Таких максимумов два, и расположены они в тех областях, где происходит удар набегающих струй. Лобовая часть непосредственному воздействию омывающего потока не подвергается, поэтому здесь теплоотдача невысока. В шахматных пучках максимум теплоотдачи для всех рядов остается в лобовой точке.

Теплоотдача труб в пучке, а также изменение теплоотдачи по окружности определяются характером обтекания. При изменении условий омывания меняется и теплоотдача. Эта зависимость используется при компоновке пучков.

Для расчета коэффициента теплоотдачи рекомендуются соотношения [75]:

коридорные пучки труб

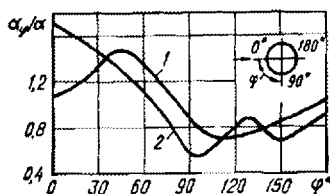


Рис. 8. Изменение теплоотдачи по окружности трубы 3—7-го рядов коридорного (1) и шахматного (2) пучка труб при $Re = 14 \cdot 10^3$

при $Re < 10^3$

$$Nu = 0,56 Re^{0,5} Pr^{0,36} (Pr_0/Pr_{св})^{0,25}; \quad (1.38)$$

при $Re > 10^3$

$$Nu = 0,22 Re^{0,65} Pr^{0,36} (Pr_0/Pr_{св})^{0,25}; \quad (1.39)$$

шахматные пучки труб

при $Re < 10^3$ расчет по формуле (1.38);

при $Re > 10^3$

$$Nu = 0,4 Re^{0,6} Pr^{0,36} (Pr_0/Pr_{св})^{0,25}. \quad (1.40)$$

Соотношения (1.38) — (1.40) позволяют определить среднее значение коэффициента теплоотдачи α для труб 3-го и всех последующих рядов в пучках. Значения α для 1-го ряда пучка определяется умножением найденного значения α для труб 3-го ряда на поправочный коэффициент $e_\alpha = 0,6$. Для труб 2-го ряда в коридорных пучках $e_\alpha = 0,9$, а в шахматных — $e_\alpha = 0,7$.

Для определения среднего коэффициента теплоотдачи всего пучка в целом необходимо осреднить найденные значения α по формуле

$$\alpha_{пуч} = \frac{\alpha_1 F_1 + \alpha_2 F_2 + \dots + \alpha_n F_n}{F_1 + F_2 + \dots + F_n},$$

где $\alpha_1 \dots \alpha_n$ — коэффициенты теплоотдачи по рядам; $F_1 \dots F_n$ — площади поверхности нагрева всех труб в ряду.

Для теплоотдачи к воздуху расчетные формулы имеют вид:

коридорные пучки труб

при $Re < 10^3$

$$Nu = 0,49 Re^{0,5}; \quad (1.41)$$

при $Re > 10^3$

$$Nu = 0,194 Re^{0,65}$$

шахматные пучки труб

при $Re < 10^3$ расчет по формуле (1.41);

при $Re > 10^3$

$$Nu = 0,35 Re^{0,6}.$$

При угле атаки омываемого потока ($\varphi < 90^\circ$) для расчета используется формула (1.36) и данные табл. 4.

1.5. ТЕПЛООБМЕН ПРИ НАЛИЧИИ ВНУТРЕННИХ ИСТОЧНИКОВ ТЕПЛА

При обтекании теплоотдающей поверхности веществами, вступающими с ней в химическую реакцию, состав газовой смеси в поперечном сечении пограничного слоя определяется только процессами конвекции и диффузии продуктов реакции и реагирующих веществ. Такой пограничный слой принято называть «замороженным».

Расчет теплообмена при наличии химических реакций в предположении «замороженного» пограничного слоя не отличается от аналогичного расчета теплообмена на полупроницаемой поверхности [75]. В этом случае справедливы законы теплообмена (1.29), учитывающие влияние неизотермичности и поперечного потока вещества.

Локальные значения числа Стантона определяются из уравнения

$$St = 0,22 \Psi_s / Re_t^* Pr^{4/3},$$

где $Re_i^{**} = \rho_{\infty} \omega_{\infty} \delta_i^{**} / \mu_0$ (индекс « ∞ » относится к величинам за пределами пограничного слоя, индекс «0» — к величинам на границе пристенного слоя); δ_i^{**} — интегральная толщина потерь энергии

$$\delta_i^{**} = \int_0^{\infty} \frac{\rho \omega_x}{\rho_{\infty} \omega_{\infty}} \left(1 - \frac{\bar{i}_{ст} - \bar{i}_0}{\bar{i}_{ст} - \bar{i}_{\infty}} \right) dy, \quad (1.42)$$

i — энтальпия потока; значение Ψ_s определяется по формуле (1.29).

Интенсивность выпаривания (выгорания) поверхности определяется формулой

$$j_{ст} = \rho_{\infty} \omega_{\infty} b_{т1} St = (\rho \omega_{\mu})_{ст}. \quad (1.43)$$

Параметр вдува определяется соотношением $b_{т1} = \rho_{ст} \omega_{ст} / \rho_{\infty} \omega_{\infty} St$.

В уравнениях (1.42) и (1.43) температура поверхности теплообмена должна быть заданной величиной. Однако во многих случаях она является искомым параметром и определяется не только химическими реакциями на поверхности стенки и интенсивностью теплообмена с набегающим потоком газа, но и интенсивностью отвода тепла в твердое тело.

Если скорость возгонки принимает стационарное значение и сублимирующий материал прогревается от некоторой начальной температуры T_n до температуры поверхности стенки $T_{ст}$, то суммарный тепловой поток, проникающий в нее, можно определить по уравнению

$$q_n = \rho_{ст} \omega_{ст} \int_{T_n}^{T_{ст}} c_{рст} \Delta T = \rho_{ст} \omega_{ст} c_{рст} (T_{ст} - T_n).$$

Это равенство можно записать в виде

$$b_{т1} c_{рст} (T_{ст} - T_n) = \Delta i_{эф} - b_{т1} r, \quad (1.44)$$

$$\text{где} \quad \Delta i_{эф} = \sum_n c_{p, n \infty} (i_{n \infty} - i_{n, ст}) + \omega_{\infty}^2 / 2 + \dots, \quad (1.45)$$

r — скрытая теплота испарения поверхности стенки; отсюда

$$T_{ст} = T_n + \Delta i_{эф} / (b_{т1} c_{рст}) - r / c_{рст}. \quad (1.46)$$

Уравнения (1.45) и (1.46) решаются методом последовательных приближений или графическим методом. В этом случае уравнение (1.44) удобно записать так:

$$b_{т1} [c_{рст} (T_{ст} - T_n) + r] = \Delta i_{эф}.$$

Левая и правая части уравнения зависят от температуры поверхности, пересечение этих зависимостей и дает искомое значение температуры поверхности.

1.6. ТЕПЛООБМЕН ВРАЩАЮЩИХСЯ ТЕЛ

1.6.1. Аксиальное вращение труб

Теплоотдача трубы, вращающейся по окружности радиуса R в большом объеме неподвижной среды, определяется формулой [75]

$$Nu = K Re^m (d/R)^{0.1}. \quad (1.47)$$

Значения коэффициентов K и m в зависимости от $Re = \omega d / \nu$, где ω — окружная скорость трубы, даны в табл. 5.

1.6.2. Радиальное вращение труб

Теплоотдача трубы (вала), вращающейся вокруг своей оси в объеме неподвижной среды, рассчитывается по формуле (1.31), в которую при этом подставляется величина ω , а значения постоянных принимаются при $Re = \omega d/\nu \leq 10^8$ $K_1 = 10,6$; $m = 0$; $K_2 = 1,0$; при $10^8 < Re \leq 2,2 \cdot 10^8$ $K_1 = 0,051$; $m = 0,76$; $K_2 = 1,0$ [75].

При больших значениях Re расчет ведется так же, как для случая поперечного обтекания неподвижной трубы, скорость также принимается равной ω .

1.6.3. Вращение трубчатых, дисковых, ротационных и скребковых поверхностей

Теплоотдача к трубчатым, дисковым, ротационным и скребковым поверхностям, вращающимся в растворах и суспензиях по радиусу R (определяющий размер), описывается формулой [75]

$$Nu = K Re^m Re_S^{m_1} Pr^{m_2} (\mu_{ж}/\mu_{ст})^{m_3} (Pr_{ж}/Pr_{ст})^{m_4}, \quad (1.48)$$

где $Nu = \alpha R/\lambda$; $Re = \omega R/\nu$; $Re_S = (Gr + Re^2)^{0,5}$; $Gr = g\beta \Delta T R^3/\nu^2$. Значения всех теплофизических величин определяются по средней температуре в перемешиваемом объеме. Значения постоянных величин $K, m_1, \dots, m_4$ приведены в табл. 6.

6. Значения постоянных величин для определения теплоотдачи различных типов поверхностей, вращающихся в высоковязких растворах и суспензиях в процессе их охлаждения*

Тип поверхности	K	m		m_1	m_2	m_4
Трубчатая S-образная	1,42	0,40	0,0	0,33	0,14	0,00
Дисковая (секторная)	0,72	0,00	0,5	0,33	0,14	0,00
Ротационная	0,89	0,45	0,0	0,38	0,00	0,25
Скребковая	0,34	0,60	0,0	0,45	1,00	0,00

* $Pr = 5 \cdot 10^3 \dots 1,5 \cdot 10^4$; $Re = 0,11 \dots 20$; $Re_S = 0,3 \dots 10$.

1.6.4. Вращение пластинчатых поверхностей скребков

При охлаждении высоковязкой жидкости, перемешиваемой пластинчатыми скребками (теплообмен с корпусом аппарата), интенсивность теплообмена изменяется, начиная с некоторого критического количества скребков с углом между смежными скребками $\varphi_{кр}$. Максимального значения коэффициент теплоотдачи достигает при угле $\varphi_{опт}$, который зависит от числа скребков z , их ширины b и диаметра аппарата D ($\varphi_{опт}$ выражено в градусах).

$$\varphi_{опт} = 720/(4,75D/b + z).$$

Коэффициент теплоотдачи при различных углах сближения скребков

$$\alpha = Mz^{0,5} (b/b_x)^{0,8} + \frac{Mz^{0,5} (b/b_x)^{0,8}}{\exp 0,1 (\varphi - \varphi_{опт}) + \exp -0,1 (\varphi - \varphi_{опт})}, \quad (1.49)$$

5. Значения K и m для определения теплообмена между вращающейся трубой и газами* при разных числах Re

Коэффициент	Re		
	$< 2 \cdot 10^3$	$2 \cdot 10^3 - 3 \cdot 10^4$	$> 3 \cdot 10^4$
K	0,83	0,31	0,041
m	0,47	0,60	0,800

* $Pr \approx 0,72$.

20 7. Значения величин для определения коэффициента теплоотдачи от среды к неподвижным шарам

Методика определения α	Re (Pr)	m	m_1	m_2	m_3	m_4	m_5	m_6	K	K_1	K_2	K_3
Теоретическое решение	До 100	0,0	0,0	0,0	0,50	0,0	0,0	0,0	0,0	2,0	0,33	0,0
	До $2 \cdot 10^3$	0,0	0,0	0,0	0,66	0,0	0,0	0,0	0,0	2,0	0,16	0,0
	$10^3 - 10^6$	0,0	0,0	0,5	0,82	0,0	0,0	0,0	0,5	0,0	0,009	0,0
Теоретическое решение с обобщением опытных данных	$0,1 - 2 \cdot 10^4$ (2—380)	0,0	0,0	0,0	0,55	0,33	0,0	0,0	0,0	2,0	0,459	0,0
Теоретическое решение по регулярному режиму теплоотдачи	$150 - 30 \cdot 10^3$	0,0	0,0	0,0	0,50	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,62	0,0
	200—1000	0,0	0,0	0,0	0,16	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	8,20	0,0
	(1—12) 10^3	0,0	0,0	0,0	0,457	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	1,06	0,0
	(12—100) 10^3	0,0	0,0	0,0	0,60	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,26	0,0
Теоретическое решение при закреплённом шаре	До 100	0,0	0,0	0,0	1,235	0,0	0,0	0,0	0,0	2,0	0,0186	0,0
	$3,5 \cdot 10^4 - 3 \cdot 10^5$	0,0	0,0	0,0	0,62	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,216	0,0
	$10 - 4,15 \cdot 10^7$	0,0	0,0	0,0	0,67	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,146	0,0
	1—1000 (7,3—380)	—0,3	0,0	0,0	0,50	0,0	0,0	0,0	0,0	0,97	0,68	0,0
Теоретическое решение по скорости испарения капель воды	0,7—200	0,0	0,0	0,0	0,67	0,0	0,0	0,0	0,0	2,0	0,16	0,0
Теоретическое решение по скорости адсорбции аммиака поверхностью шара	$200 - 3 \cdot 10^3$	0,0	0,0	0,0	0,50	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,54	0,0
Обобщение опытных данных	20—1500	0,0	0,0	0,0	0,60	0,33	0,0	0,0	0,0	0,0	0,37	0,0
	$17 - 7 \cdot 10^4$	0,0	0,0	0,0	0,60	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,37	0,0
	$1 - 5 \cdot 10^4$ (2—380)	—0,3	0,25	0,0	0,54	0,0	0,0	0,0	0,0	1,2	0,53	0,0
	До $150 \cdot 10^3$ (0,6—8000)	0,0	0,0	0,0	0,54	0,33	0,58	0,356	0,0	2,0	0,03	0,35
	$Re_S = Gr^{0,5} + Re$	0,0	0,0	0,0	$Re_S^{0,5}$	0,25	$Re_S^{0,8}$	0,4	0,0	2,0	0,50	0,01
Обобщение опытных данных по шаровой засыпке	—	0,0	0,0	0,0	0,83	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,24	0,0

где $M = A\lambda^{0.5}c_p^{0.5}\rho^{0.5}n^{0.5}$; $b_x = 40$ мм; A — коэффициент, характеризующий вид мешалки, для скребковой мешалки $A = 0,19$; n — скорость вращения, с^{-1} .
Уравнение (1.49) получено для полиметилсилоксановой жидкости вязкостью от 0,25 до 32 Па · с при ее перемешивании ($n = 0,05 \dots 1,33 \text{ с}^{-1}$) в аппаратах диаметром 180—294 мм. При этом количество скребков изменялось от 1 до 16, а их ширина — от 19 до 100 мм.

1.7. ТЕПЛООБМЕН В КИПАЮЩЕМ СЛОЕ

1.7.1. Слой с неподвижным шаром

Конвективный теплообмен между дисперсной средой и неподвижным шаром описывается обобщенным уравнением [75]

$$\text{NuPr}^m (\mu_{\text{ст}}/\mu_{\text{ж}})^{m_1} = K \text{Re}^m + K_1 + K_2 \text{Re}^m \text{Pr}^{m_1} + K_3 \text{Re}^m \text{Pr}^{m_1}, \quad (1.50)$$

где $\mu_{\text{ст}}$ и $\mu_{\text{ж}}$ — вязкость среды соответственно при температуре стенки в общей массе (индекс «ж» означает псевдооживленную среду); $\text{Re} = \omega d/v_{\text{ж}}$; $\text{Pr} = \nu_{\text{ж}}/\alpha_{\text{ж}}$; $\text{Gr} = g d^3 \beta_{\text{ж}} \Delta T / \nu_{\text{ж}}^2$; ω — скорость в живом сечении; d — эквивалентный диаметр частицы; ΔT — разность температур поверхности шара и среды. Значения коэффициентов и степеней уравнения (1.50) сведены в табл. 7.

1.7.2. Слой с движущейся частицей

Теплообмен между средой и движущейся частицей описывается формулой [75]

$$\text{Nu} = K \text{Re}^m \text{Pr}^{m_1} + K_1 \text{Re}^{m_2}.$$

Значения коэффициентов и степеней уравнения (1.51) сведены в табл. 8.

8. Значения величин для определения теплообмена между движущейся частицей и средой

Характеристика процесса	Re (Pr)	K	K_1	m	m_1	m_2
Противоток, нагревание и охлаждение	60—420	0,188	0,0	0,843	0,0	0,0
Противоток падающему слою, нагревание	100—500	0,2	0,0	0,82	0,0	0,0
Противоток, нагревание	95—2000	0,403	0,0	0,63	0,0	0,0
Нисходящий прямоток, охлаждение	30—500	0,2	0,0	0,83	0,0	0,0
	> 500	0,26	0,15	0,50	0,0	0,83
Восходящий прямоток	300—4000	0,032	0,0	0,90	0,0	0,0
Восходящий прямоток, нагревание	66—292	0,62	0,0	0,50	0,0	0,0
Вращающаяся в потоке сфера	$\text{Re}_* < 5 \cdot 10^6$ (0,7—217)	0,43	0,0	$\text{Re}_*^{0,5}$	0,4	0,0
	$\text{Re}_* = 5 \cdot 10^6$ $7 \cdot 10^6$ (0,7—7)	0,066	0,0	$\text{Re}_*^{0,67}$	0,4	0,0

Примечание. $\text{Re}_* = \omega d/v_{\text{ж}}$ рассчитывается по угловой скорости вращения шара ω .

9. Значения величин для определения теплоотдачи в неподвижном слое

Метод получения и обработки опытных данных	Определяющий размер	Re	K	m	m ₁	m ₂	m ₃
Теоретическое решение	$d_s = 6(1 - \epsilon)/F$	>30	0,25	0,82	0,0	0,0	0,0
По кривым Шумана (шамот, кокс 2—7 мм)	d (шар)	50—380	0,24	0,83	0,0	0,0	0,0
По кривым Шумана	d_s	50—460	0,11	1,0	0,0		
	d (шар)	20—1000	0,11	0,86	0,33		
	d (шар)	67—1050	0,14	0,92	0,0	0,0	0,0
	d_s	92—4830	0,098	0,90	0,0		
По аналогии теплообмена	d (шар)	20—1850	0,52	0,60			
	$d_s = 4\epsilon/F$	20—1850	0,1	1,0	0,0	0,0	0,0
При стационарном теплообмене	$d_s = 4\epsilon/F$	<2	0,461	0,82			
		2—30	0,65	0,47	0,0	0,0	0,0
		>30	0,354	0,64			
При стационарном нагреве: индукционным способом микронагревателем	d (шар)	40—620	0,128	1,0		0,267	
		500—50·10 ³	0,72	0,7	0,0	0,0	0,0
При регулярном режиме шарового слоя с упаковкой: кубической орторомбической I тетрагональной I орторомбической II тетрагональной II ромбоэдрической со свободным просветом ромбоэдрической с блокированным просветом	$T = [T_{ст} + 0,5(T_{вх} + T_{вых})]/2$	(5—50) 10 ³	0,434	0,699			
			0,521	0,693			
			0,975	0,678			
			0,726	0,688	0,0	0,0	0,0
			0,844	0,684			
			0,926	0,684			
			0,965	0,694			
При нестационарном режиме	d (шар)	5—50 50—200	0,044 0,38	1,35 0,8	0,0	0,0	0,0

Метод получения и обработки опытных данных	Определяющий размер	Re	K	m	m ₁	m ₂	m ₃
Диффузионный метод (подмоховый уголь 3—12 мм)	d _э	16—160	0,23	0,863	0,0	0,0	0,0
Диффузионный метод	d _э (ситовый анализ)	270—1350	0,229	0,815	0,0	0,0	0,0
	d (шар)	—	0,65	0,65			
Обобщение: для частиц металла, угля, гипса и др. для высоко-теплопроводных насадок для низко-теплопроводных насадок	d _э	20—200	0,106	1,0	0,0	0,0	0,0
	d _э	>200	0,61	0,67			
	d _э = 4ε/F	150—1170	0,025	Re _г ^{0,89}	0,0	0,0	0,15
	d _э = 4ε/F	50—2000	0,123	Re _г ^{0,93}			

Примечание. $Re_g = \omega d / \nu_{ж}$ рассчитывается по средней порозности слоя ϵ ; F — площадь поверхности насадки, приходящаяся на единицу ее объема; $T_{ст}$ — температура стенки насадки; $T_{вх}$, $T_{вых}$ — температуры на входе и выходе теплоносителя.

1.7.3. Нестационарный прогрев

Теплообмен в неподвижном слое относится к процессам, связанным с изменением температурных полей во времени, поэтому аналитические решения и опытные данные сводятся к обобщенной зависимости [75]:

$$Nu = K Re^m Pr^{m_1} (D/d)^{m_2} (\lambda_q/\lambda_{ж})^{m_3}, \quad (1.52)$$

где D — диаметр аппарата; λ_q и $\lambda_{ж}$ — коэффициенты теплопроводности соответственно твердой частицы и среды. Значения коэффициентов K и степеней m , m_1 — m_3 приведены в табл. 9.

Для теплообмена между частицами и средой в кипящем слое получено расчетное соотношение

$$Nu = K Re^m Pr^{m_1} Fe^{m_2} (H_0/d)^{m_3} (d/D)^{m_4} N^{m_5}, \quad (1.53)$$

где $Fe = d [4g(\rho_q - \rho_{ж}) / (3\nu_{ж}^2 \rho_{ж})]^{0,33}$ — число Федорова; ρ_q , $\rho_{ж}$ — плотность частицы и среды; H_0 — толщина неподвижного слоя; $N = \omega/\omega_{кр}$ — число псевдоожижения; $\omega_{кр}$ — скорость начального псевдоожижения. Значения коэффициента K и степеней m , m_1 — m_5 уравнения (1.53) сведены в табл. 10.

10. Значения величины для определения теплообмена между средой и частицами различных материалов и размеров в кипящем слое

Материал частиц и их размер, мм	Определяющий температурный напор	Re	K	m	m ₁	m ₂	m ₃	m ₄	m ₅
Алюминиевые шарики 2,3—3,54	Среднеинтегральный	60—500	0,316	0,8	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
Глина обожженная 0,375—2,5	Среднеарифметический	5,5—280	0,25	1,0	0,0	0,0	—1,0	0,0	0,0
Глинозем 0,4—1,0	Среднеинтегральный	6—60	0,0135	1,3	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
Графит 0,548—1,1	Разность температур частиц и воды на выходе	10—50	0,00391	2,1	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
2,36—3,46	Среднеинтегральный	60—500	0,316	0,8	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
Древесный активированный уголь 0,375—2,5	Среднеарифметический	5,5—280	0,25	1,0	0,0	0,0	—1,0	0,0	0,0
Древесный уголь 0,5—10	Среднелогарифмический	25—2000 (Fe = 30...100)	0,015	0,65	0,0	0,74	—0,34	0,0	0,0
Каменная пылеугольная смесь 0,3—0,8	Разность температур частиц и газа на определенной высоте	6—50	0,0028	1,7	0,0	0,0	0,0	—0,2	0,0
Каменный уголь подмосковного бассейна 0,5—10	Среднелогарифмический	25—2000 (Fe = 30...100)	0,015	0,65	0,0	0,74	—0,34	0,0	0,0
Кварц 0,835	Среднеарифметический	30—2500 (Fe = 27...294)	0,015	0,805	0,0	0,53	—0,45	0,0	0,0

Кварцевый песок 0,268—0,564 0,549—1,39	Среднелогарифмиче- ский	1,38—9,51	0,00353	1,55	0,0	0,0	0,0	0,0	—1,0
	Разность температур частиц и воды на вы- ходе	10—50	0,00391	2,1	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
Кварцевые шарики 2,3—3,54	Среднеинтегральный	60—300 (Pr = 0,7...10)	0,12	1,03	0,54	0,0	0,0	0,0	0,0
Корундовые шарики разных размеров	Среднеинтегральный	Re _г = 5...120 Re _г = 120...450	0,01 0,18	Re ^{1,4} Re ^{0,83}	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
Медноникелевый катали- затор 0,26	Среднеарифметический	2—1000 (N = 1,2...8,5)	0,0406	1,26	0,0	0,0	—0,6	0,0	—0,93
Медные шарики 0,428—1,2 0,428—2,2	Среднеинтегральный	60—300 (Pr = 0,7...10) 60—500	0,12 0,316	1,03 0,8	0,54 0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
Мрамор 1,434—3,01	Среднеарифметический	30—2500 (Fe = 27...294)	0,015	0,805	0,0	0,53	—0,45	0,0	0,0
Песок речной 0,56		2—1000 (N = 1,2...8,5)	0,406	1,26	0,0	0,0	—0,6	0,0	—0,93
Свинцовые шарики 0,114—0,55	Среднеинтегральный	0,53—34,3	0,054	1,28	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
Семена петунии 0,114—0,55									
Силикагель 0,4—1,0 0,375—2,5	Среднеинтегральный Среднеарифметический	6—60 5,5—280	0,0135 0,25	1,3 1,0	0,0	0,0	0,0 —1,0	0,0	0,0

Материал частиц и их размер, мм	Определяющий температурный напор	Re	K	m	m ₁	m ₂	m ₃	m ₄	m ₅
Стеклянные шарики 0,114—0,55 0,43	Среднеинтегральный	0,53—34,3 6—10	0,054 0,0087	1,28 2,3	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
Трехкомпонентный сополимер 0,04—0,2		5—70	0,021	1,4	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
Фарфор 2,1—8,9	Среднеарифметический	30—2500 Fe = 27...294	0,15	0,805	0,0	0,53	—0,45	0,0	0,0
Цементный клинкер 5—30	Среднелогарифмический во времени и по высоте	400—4000	0,065	1,25	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
Частицы различных размеров в капельной жидкости	Среднеинтегральный	20—400 Pr = 2...10	0,0382	1,25	0,59	0,0	0,0	0,0	0,0
Частицы произвольных материалов 1—4	Среднеарифметический	1600—3500	0,0005	1,46	0,0	0,0	0,0	0,0	1,3
Шлак топочный 0,5—2	Среднеинтегральный	50—200	0,38	0,8	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0

1.7.4. Теплоотдача от стенки к слою

Коэффициент теплоотдачи от стенки ($1 \leq N \leq 2,5$; $1,4 \cdot 10^5 \leq Ar \leq 10^7$) к кипящему слою можно определить по уравнениям [75]:
при горизонте $H_0 \leq H_{0кр}$

$$Nu = 0,05 Ar^{0,41} N^{0,52}; \quad (1.54)$$

при горизонте $H_0 > H_{0кр}$

$$Nu = 0,1 Ar^{0,37} N^{0,2}; \quad (1.55)$$

коэффициент теплоотдачи от стенки цилиндрического аппарата ($1 \leq N < 3$; $1,5 \cdot 10^5 \leq Ar \leq 7,1 \cdot 10^7$; $3 \leq D/d \leq 7$), определяется по уравнению

$$Nu = 0,26 Ar^{0,42} Pr^{0,33} (D/d)^{0,16}. \quad (1.56)$$

В уравнениях (1.54)–(1.56) число Архимеда $Ar = gd^3(\rho_v - \rho_{ж})/\nu_{ж}^2 \rho_{ж}$, где d — эквивалентный диаметр.

1.8. ТЕПЛООБМЕН ПРИ ДВИЖЕНИИ ЖИДКОСТИ В ТРУБАХ И КАНАЛАХ

1.8.1. Течение в трубах

Существует ряд решений задачи о теплообмене при движении в трубе, зависящих от различных теплофизических и режимных условий протекания процесса [75]. С точностью, достаточной для практических расчетов, эти решения аппроксимируются формулами, вытекающими из обобщенного уравнения

$$Nu = K + K_1 K_2 Pe^m Re^{m_1} Pr^{m_2} (Pr_{ж}/Pr_{ст})^{m_3} (d/x)^{m_4} (d/l)^{m_5} (\mu_{ст}/\mu_{ж})^{m_6} \times \\ \times (\rho_{ст}/\rho_{ж})^{m_7} (c_p/c_{рж})^{m_8} \exp [K_3 Pe^{m_9} (d/x)^{m_{10}}] [K_4 + \\ + K_5 Pe^{m_{11}} Re^{m_{12}} (d/x)^{m_{13}} (d/l)^{m_{14}}]^{m_{15}}, \quad (1.57)$$

значения величин которого приведены в табл. 11.

1.8.2. Течение в кольцевых каналах

Выбор расчетного соотношения для теплообмена в кольцевом канале (рис. 10) зависит от постановки задачи.

1. Если для случая развитого течения и теплообмена при постоянной температуре одной из стенок и теплоизоляции другой физические свойства жидкости считать постоянными, а теплопроводность вдоль оси и теплоту трения не принимать во внимание, то предельные значения чисел Nu будут определяться по табл. 12, а промежуточные их значения — по уравнениям [75]:

для внутреннего обогрева

$$Nu_{1\infty}^H = 3,96 + 0,9 (r_1/r_2)^{0,95} \pm 0,5 \%, \quad (1.58)$$

для наружного обогрева

$$Nu_{2\infty}^H = 4,03 \exp (0,185 r_1/r_2) \pm 0,2 \%. \quad (1.59)$$

Уравнения (1.58) и (1.59) справедливы соответственно при $r_1/r_2 \geq 0,2$ и $r_1/r_2 \geq 0,15$.

2. Если в кольцевом канале, включающем термический начальный участок, считать течение развитым, физические свойства жидкости постоянными, а теплопроводность вдоль оси и теплоту трения не принимать во внимание и если распределение температуры на входе в обогреваемый участок одно-

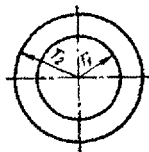


Рис. 9. Кольцевой канал

11. Значения величин для определения

Метод определения α	Определяющие параметры	K	K_1	K_2	K_3	K_4	K_5	m
Теоретическое решение	Средняя температура среды; $T_{ст} = \text{const}$	3,66	0,0	—	0,0	0,0	1,0	0,0
Теоретическое решение для термического начального участка в локальных значениях $Nu_x \pm 0,5\%$	$x/Pe \cdot d < 10^{-4}$; $T_{ст} = \text{const}$	—1,7	1,077	1,0	0,0	0,0	1,0	0,33
	$x/Pe \cdot d < 10^{-3}$; $T_{ст} = \text{const}$	3,655	0,2355	1,0	—57,2	0,0	1,0	0,488
Теоретическое решение для среднего значения $Nu_L \pm 4\%$	$T_{ст} = \text{const}$; $Re/d < 250$; α относится к среднелогарифмическому давлению	3,66	0,0668	1,0	0,0	1,0	0,04	1,0
Теоретическое решение для отнесенного к начальному участку Nu_0	α относится к разности температур стенки и среды на входе в трубу; $T_{ст} = \text{const}$	0,0	1,077	1,0	0,0	0,0	1,0	0,33
Теоретическое решение для среднего значения, отнесенного к начальному участку Nu_0		0,0	1,615	1,0	0,0	0,0	1,0	0,33
Опытное определение для термического начального участка в локальных значениях Nu_x	$T = 0,5 (T_{ст} + \bar{T}_{ж})$; $x/Pe \cdot d < 0,01$; $T_{ст} = \text{const}$; $0,07 < \mu_{ст}/\mu_{ж} < 1500$	0,0	1,03	1,0	0,0	0,0	1,0	0,33
Опытное определение для среднего значения Nu_L	$\bar{T}_{ст} = 0,5 \Delta \bar{T} \log = T$; $x/Pe \cdot d < 0,05$; $T_{ст} = \text{const}$	0,0	1,35	1,0	0,0	0,0	1,0	0,33
Теоретическое решение для локальных значений Nu_x	$q_{ст} = \text{const}$; $x/Pe \cdot d < 0,001$	0,0	1,301	1,0	0,0	0,0	1,0	0,33
	$q_{ст} = \text{const}$; $x/Pe \cdot d > 0,001$	4,364	0,2633	1,0	—41,0	0,0	1,0	0,506
	$q_{ст} = \text{const}$; $x/Pe \cdot d < 0,037$	0,0	1,31	1,0	0,0	1,0	2,0	0,33
Обобщение опытных данных для локальных значений Nu_x , находящихся за пределами начального участка	$q_{ст} = \text{const}$; $T = 0,5 (T_{ст} + \bar{T}_{ж})$; $Re < 2300$; $x/Pe \cdot d < 0,04$; $0,04 < \mu_{ст}/\mu_{ж} < 1,0$	0,0	1,31	1,0	0,0	1,0	2,0	0,33

теплоотдачи в трубах

m_1	m_2	m_3	m_4	m_5	m_6	m_7	m_8	m_9	m_{10}	m_{11}	m_{12}	m_{13}	m_{14}	m_{15}
0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
0,0	0,0	0,0	0,33	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
0,0	0,0	0,0	0,488	0,0	0,0	0,0	0,0	-1,0	-1,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
0,0	0,0	0,0	0,0	1,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,66	0,0	0,66	-1,0	0,0
0,0	0,0	0,0	0,33	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
0,0	0,0	0,0	0,33	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
0,0	0,0	0,0	0,33	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
0,0	0,0	0,0	0,33	0,0	-0,14	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
0,0	0,0	0,0	0,0	0,33	-0,14	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
0,0	0,0	0,0	0,33	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
0,0	0,0	0,0	0,506	0,0	0,0	0,0	0,0	-1,0	-1,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
0,0	0,0	0,0	0,33	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	-1,0	-1,0	0,0	1,0	0,0
0,0	0,0	0,0	0,33	0,0	-1/6	0,0	0,0	0,0	0,0	-1,0	-1,0	0,0	1,0	0,0

Метод определения α	Определяющие параметры	K	K_1	K_2	K_3	K_4	K_5	m
Обобщение опытных данных для течения капальных жидкостей $Nu = q_{ст} d / \lambda (T_{ст} - \bar{T}_ж)$: при нагревании при охлаждении	$T = 0,5 (T_{ст} + \bar{T}_ж)$	0,0 0,0	4,36 4,36	1,0 1,0	0,0 0,0	0,0 0,0	1,0 1,0	0,0 0,0
Обобщение опытных данных по длине трубы, включая начальный участок, для Nu	$T_{ст} = const$ α относится к среднелогарифмическому напору; $l/Re d < 0,1$	0,0	1,55	e	0,0	0,0	1,0	0,33
Теоретическое решение для гидродинамического начального участка при $\varepsilon \pm 5\%$ (рис. 10)	$l/Re d < 0,1$; $T_{ст} = const$	0,0	0,60	1,0	0,0	1,0	2,5	0,0
Обобщение опытных данных с учетом начального участка для Nu_x	$T = 0,5 (T_{ст} + \bar{T}_ж)$; $q_{ст} = const$; $0,7 < Pr < 1000$; $10^{-4} < x/Re d < 6,4 \cdot 10^{-2}$	0,0	1,31	e_1	0,0	1,0	2,0	0,33
Теоретическое решение с учетом начального участка при $\varepsilon \pm 5\%$ (рис. 10)		0,0	0,35	1,0	0,0	1,0	2,85	0,0
Обобщение опытных данных для Nu_x на начальном участке трубы с движущейся в ней реологической средой	$T_{ст} = const$; $80 < Pe d/x < 10^4$; $m = 0,466 \frac{0,133}{1 + 0,07 n_1}$ (n_1 - реологическая константа)	0,0	1,55	1,0	0,0	0,0	1,0	m
Обобщение опытных данных для $l/d > 0$ и $Re > 10$	$T = T_{ст} \pm \Delta T_{лог}$; $Re Pr^{5/6} / l$, $0,06 < Pr_{ж}/Pr_{ст} < 10$	0,0	1,40	1,0	0,0	0,0	1,0	0,0

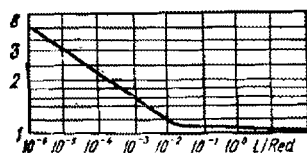


Рис. 10. Увеличение теплоотдачи на гидродинамическом начальном участке круглой трубы при постоянной температуре стенки

m_1	m_2	m_3	m_4	m_5	m_6	m_7	m_8	m_9	m_{10}	m_{11}	m_{12}	m_{13}	m_{14}	m_{15}
0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	-0,13	0,25	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	-0,14	0,25	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
0,0	0,0	0,0	0,0	0,33	-0,14	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
1/7	0,0	0,0	0,0	1/7	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	-1,0	0,0	-1,0
0,0	0,0	0,0	0,33	0,0	-1/6	0,0	0,0	0,0	0,0	-1,0	-1,0	0,0	0,0	0,0
1/6	0,0	0,0	1/6	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	-0,42	0,0	0,0	-0,42
0,0	0,0	0,0	m	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
0,4	0,33	0,25	0,0	0,4	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0

родно, температура внутренней стенки постоянна, а наружная стенка теплоизолирована ($q_{сг} = 0$), то для этого случая [75]

$$Nu_1^H = \frac{2\tilde{R}_1 + 1}{\tilde{R}_1} \frac{\sum_{n=0}^{\infty} 2\tilde{R}_1 B_n \exp(-\varepsilon_n^2/X)}{\sum_{n=0}^{\infty} [B_n \exp(-\varepsilon_n^2 X)/\varepsilon_n^2]}; \quad (1.60)$$

при $X \rightarrow \infty$

$$Nu_1^H = Nu_{1\infty}^H = (2 + 1/\tilde{R}_1) \varepsilon_n^2,$$

12. Предельные значения чисел Нуссельта в кольцевых каналах с внутренним ($Nu_{1\infty}^H$) и наружным $Nu_{2\infty}^H$ несимметричным обогревом при $T_{ст} = \text{const}$

	$Nu_{1\infty}^H$	$Nu_{2\infty}^H$	r_1/r_2	$Nu_{1\infty}^H$	$Nu_{2\infty}^H$
1,0	4,860	4,860	1/3	6,549	4,289
0,9	4,955	4,761	1/6	8,709	4,163
0,75	5,143	4,630	1/21	—	4,049
0,60	5,422	4,503	1/101	—	3,977
			0,000	—	3,658

здесь $\bar{R}_1 = R/(1 - R)$, где $R = r/r_2$; $R_1 = r_1/r_2$; r — текущий радиус. Определяющий размер в числах подобия $d_3 = 2(r_2 - r_1)$. Значения e_n и B_n для нескольких значений $\bar{R}_1$ приведены в табл. 13.

13. Значения величин для расчета теплообмена в кольцевых каналах при

n	$\bar{R}_1 = 0,2; R_1 = 1/6$		$\bar{R}_1 = 0,5; R_1 = 1/3$		$\bar{R}_1 = 1,0; R_1 = 1/2$	
	e_n	B_n	e_n	B_n	e_n	B_n
0	1,124 954	0,849 729 3	1,282 161	1,543 650 0	1,383 003	2,651 176 0
1	4,582 686	0,363 189 9	4,704 357	0,801 734 2	4,767 710	1,522 857 0
2	7,830 728	0,291 114 9	7,981 437	0,656 899 2	8,052 764	1,259 203 0
3	11,047 630	0,255 493 9	11,235 690	0,581 575 4	11,321 030	1,118 297 0
4	14,253 040	0,232 814 0	14,481 540	0,532 416 8	14,583 040	1,025 315 0
5	17,452 780	0,216 574 6	17,723 270	0,496 696 0	17,841 950	0,957 353 3
6	20,649 290	0,204 123 7	20,962 650	0,469 040 0	21,099 100	0,904 547 9
7	23,843 750	0,194 138 9	24,200 560	0,446 708 2	24,355 140	0,861 808 6
8	27,036 850	0,185 873 3	27,437 480	0,428 126 1	27,610 440	0,826 186 7
9	30,228 990	0,178 867 4	30,673 730	0,412 314 1	30,865 230	0,795 835 8

3. В случае изменения температуры вдоль внутренней стенки по линейному закону $T_{ст1} = T_0 + \text{const } X$

$$Nu_1^H = \frac{2\bar{R}_1 + 1}{2} \frac{\sum_{n=0}^{\infty} (B_n/e_n^2) [1 - \exp(-e_n^2 X)]}{\sum_{n=0}^{\infty} (B_n/e_n^4) [1 - \exp(-e_n^2 X)]},$$

где $X = 4/Pe \cdot x/d_3$, $Pe = wd_3/a$, $d_3 = 2(r_2 - r_1)$; значения других величин приведены в табл. 13.

4. Для случая стабилизированного теплообмена в кольцевом канале при условии, что физические свойства постоянны, профиль развит, а температура трения пренебрежимо мала, и при заданных постоянных значениях плотностей теплового потока на внутренней и наружной стенках $q_{ст1}$ и $q_{ст2}$ (причем $q_{ст1} \neq q_{ст2}$) [75]

$$\left. \begin{aligned} Nu_{1\infty} &= Nu_{1\infty}^H / [1 + Nu_{1\infty}^H \Theta_{a, ст1} (q_{ст2}/q_{ст1})]; \\ Nu_{2\infty} &= Nu_{2\infty}^H / [1 + Nu_{2\infty}^H \Theta_{a, ст2} (q_{ст1}/q_{ст2})]; \end{aligned} \right\}$$

где $Nu_{1\infty}^H = q_{ст1} d_3 / (T_{ст}'' - \bar{T}') \lambda$; $Nu_{2\infty}^H = q_{ст2} d_3 / (T_{ст2}' - \bar{T}') \lambda$; $\Theta_{a.ст1} = (T_{a.ст1} - \bar{T}') / [q_{ст2} d_3 / \lambda]$; $\Theta_{a.ст2} = (T_{a.ст2} - \bar{T}') / [q_{ст1} d_3 / \lambda]$; $T_{a.ст1} = T_{ст1}'$; $T' = T_{ст2}'$; $\bar{T}' = \bar{T}$; $T_{a.ст2} = T_{ст2}'$; $T'' = T_{ст1}$ и $\bar{T}'' = \bar{T}$ — числа Нуссельта и адиабатные температуры стенок (т. е. температуры теплоизолированных стенок) при несимметричном обогреве, когда или $q_{ст1} = 0$, или $q_{ст2} = 0$.

Для данных условий $Nu_{1\infty}^H$, $Nu_{2\infty}^H$, $\Theta_{a.ст1}$ и $\Theta_{a.ст2}$ — функции только R_1 . Их значения приведены в табл. 14.

5. Для теплообмена на термическом начальном участке кольцевого канала при однородном распределении температуры на входе в обогреваемый участок, постоянной плотностью теплового потока на внутренней стенке и теплоизолированной наружной стенке (остальные условия те же, что и в п. 4) число Нуссельта на внутренней стенке

$$Nu_1^H = \alpha_1 d_3 / \lambda = \{G_1 [1 - \sum_{n=0}^{\infty} A_n \exp(-e_n^2 X)]\}^{-1}; \quad (1.61)$$

$T_{ст1} = \text{const}$ и $q_{ст2} = 0$

$\bar{R}_1 = 2,0; R_1 = 2/3$		$\bar{R}_1 = 20; R_1 = 20/21$	
e_n	B_n	e_n	B_n
1,456 400	4,838 529	1,546 883	44,027 21
4,807 803	2,956 594	4,851 740	28,657 38
8,093 105	2,456 434	8,130 398	23,949 91
11,366 290	2,186 027	11,403 020	21,340 54
14,634 860	2,005 779	14,673 210	19,595 66
17,901 120	1,873 612	17,942 150	18,311 87
21,166 060	1,770 727	21,210 350	17,310 62
24,430 170	1,687 354	24,478 100	16,498 34
27,693 720	1,617 808	27,745 540	15,820 19
30,956 890	1,558 519	31,012 790	15,241 63

14. Значения величин для расчета теплообмена в кольцевых каналах с несимметричным обогревом при постоянных плотностях теплового потока на стенках

$R_1 = r_1/r_2$	$Nu_{1\infty}^H$	$Nu_{2\infty}^H$	$\Theta_{a.ст1}$	$\Theta_{a.ст2}$
0,00	∞	4,36	-0,145 80	0,000 000
0,01	54,02	4,69	-0,130 80	-0,001 307
0,04	20,51	4,78	-0,124 10	-0,004 962
0,10	11,90	4,83	-0,116 10	-0,011 610
0,20	8,49	4,89	-0,106 10	-0,021 320
0,40	6,58	5,00	-0,091 46	-0,036 940
0,60	5,91	5,12	-0,080 07	-0,048 670
1,00	5,38	5,38	-0,064 28	-0,064 280

при $X \rightarrow \infty$ $Nu_1^H = G_1^{-1} = Nu_{1\infty}^H$, (1.62)

где $X = 4x/Pe d_3$; $Pe = \bar{w} d_3 / \alpha$.

15. Значения величин для расчета теплообмена в кольцевом канале при

n	$\bar{R}_1 = 0,2; G_1 = 0,10847$		$\bar{R}_1 = 0,5; G_1 = 0,14326$	
	e_n	A_n	e_n	A_n
0	3,759 784	0,354 873 7	3,728 149	0,402 439 1
1	6,962 990	0,145 684 4	6,985 235	0,149 315 4
2	10,150 92	0,083 247 8	10,226 38	0,081 214 7
3	13,336 20	0,055 094 0	13,463 28	0,052 171 4
4	16,521 06	0,039 682 0	16,698 50	0,036 827 7
5	19,706 03	0,030 209 9	19,932 90	0,027 629 9
6	22,891 24	0,023 918 9	23,166 85	0,021 633 2
7	26,076 71	0,019 500 3	26,400 55	0,017 481 7
8	29,262 43	0,016 263 0	29,634 10	0,014 475 1
9	32,448 39	0,013 811 3	32,867 57	0,012 219 7

Собственные и постоянные значения величин, необходимых для расчета по формулам (1.61), (1.62), приведены в табл. 15.

6. Если известно решение для $q_{ct1} = \text{const}$, можно получить выражение для числа Nu при непрерывном изменении q_{ct} по длине [75].

В случае линейного изменения q_{ct1} по длине при $q_{ct2} = 0$

$$Nu_1^H = \{G_1 [1 - \sum_{n=0}^{\infty} (A_n/e_n^2 X) [1 - \exp(-e_n^2 X)]]\}^{-1}.$$

Если q_{ct1} изменяется на участке длиной l по закону $q_{ct1} = b + k \sin \pi x/l$ (b и k — постоянные) при $q_{ct2} = 0$, то

$$Nu_1^H = \left(1 + K \sin \frac{\pi X}{L}\right) / \left\{G_1 \left[1 - \sum_{n=0}^{\infty} A_n \exp(-e_n^2 X) + K \sin \frac{\pi X}{L} - K \sum_{n=0}^{\infty} \frac{A_n/L}{(\pi/L)^2 + e_n^2} \zeta_n(X)\right]\right\},$$

где $K = k/b$; $L = 4l/Pe d_3$; $\zeta_n(X) = e_n^2 \cos(\pi X/L) + (\pi/L) \sin(\pi X/L) - e_n^2 \exp(-e_n^2 X)$.

Собственные и постоянные значения величин приведены в табл. 15.

7. Если плотности теплового потока на каждой из стенок q_{ct1} и q_{ct2} постоянны, но не равны друг другу, то

$$Nu_1 = \{G_1 [1 - \sum_{n=0}^{\infty} A_n \exp(-e_n^2 X) + (q_{ct2}/q_{ct1}) H_1 - \sum_{n=0}^{\infty} D_n \varphi_n(\bar{R}_1) \exp(-e_n^2 X)]\}^{-1} \quad (1.63)$$

$$Nu_2 = \{(q_{ct1}/q_{ct2}) [G_2 - \sum_{n=0}^{\infty} A_n \psi_n(\bar{R}_2) \exp(-e_n^2 X)] + H_2 [1 - \sum_{n=0}^{\infty} D_n \exp(-e_n^2 X)]\}^{-1} \quad (1.64)$$

$$q_{\text{ср}1} = \text{const и } q_{\text{ср}2} = 0$$

$\bar{R}_1 = 1,0; G_1 = 0,16178$		$\bar{R}_1 = 20; G_1 = 0,13445$	
ϵ_n	A_n	ϵ_n	A_n
3,710 159	0,424 387 9	3,695 862	0,445 956 8
6,994 383	0,149 672 2	7,001 240	0,149 523 2
10,259 72	0,079 664 1	10,284 35	0,077 946 8
13,519 25	0,050 550 6	13,560 24	0,048 875 3
16,776 21	0,035 398 7	16,832 82	0,033 966 4
20,031 79	0,026 407 0	20,103 57	0,025 196 9
23,286 55	0,020 587 5	23,373 20	0,019 565 1
26,540 78	0,016 581 1	26,642 10	0,015 704 6
29,794 65	0,013 692 3	29,910 52	0,012 935 9
33,048 30	0,011 533 1	33,178 58	0,010 871 0

где $G(\bar{R})$ и $H(\bar{R})$ — функции, учитывающие распределение температуры по радиусу при наличии тепловой стабилизации в случае нагревания только внутренней или только наружной стенки, при этом G_1 и H_1 соответствуют $\bar{R} = \bar{R}_1$, а G_2 и H_2 соответствуют $\bar{R} = \bar{R}_2$; значения ϵ_n приведены в табл. 15. A_n и $\psi_n(\bar{R})$ — постоянные и функции в решении для случая нагревания только внутренней стенки (см. п. 5); D_n и $\varphi_n(\bar{R})$ — постоянные и функции в решении для случая нагревания только наружной стенки. Дополнительные постоянные уравнений (1.63) и (1.64) рассчитаны только для одного значения $\bar{R}_1 = 1$ и приведены в табл. 16.

16. Значения постоянных величин для расчета теплообмена в кольцевом канале при $q_{\text{ср}1} = \text{const}$ и $q_{\text{ср}2} = \text{const}$ для $\bar{R}_1 = 1$

n	$\psi(\bar{R}_2)$	D_n	$D_n \psi_n(\bar{R}_1)$	n	$\psi(\bar{R}_2)$	D_n	$D_n \psi_n(\bar{R}_1)$
0	0,130 840	0,452 343	-0,111 054	5	-0,122 972	0,024 863	0,006 494
1	-0,126 922	0,150 120	0,037 993	6	0,122 595	0,019 265	-0,005 048
2	0,125 173	0,077 715	-0,019 943	7	-0,122 296	0,015 441	0,004 056
3	-0,124 149	0,048 511	0,012 552	8	0,122 052	0,012 700	-0,003 342
4	0,123 466	0,033 593	-0,008 741	9	-0,121 847	0,010 662	0,002 811

$$G_1 = 0,161785; \quad G_2 = -0,042757;$$

$$H_1 = -0,0855143; \quad H_2 = 0,198548.$$

1.8.3. Течение в трубах и каналах призматической и криволинейной формы

1.8.3.1. Плоский канал

Для определения числа Нуссельта при движении среды в плоском канале неограниченной ширины и длины процесс течения и теплообмена принимается стационарным, физические свойства среды постоянными, температура среды во входном участке T_0 постоянной по сечению, температура внутренней поверхности стенки на участке теплообмена $T_{\text{ср}}$ также принимается постоянной, причем $T_{\text{ср}} \neq T_0$, а изменение теплового потока вдоль оси канала,

обусловленное теплопроводностью, — малым по сравнению с изменением теплового потока вдоль оси, обусловленным конвекцией [75].

1. При этих условиях для плоского канала со стенками, отстоящими друг от друга на расстоянии $h = 2 r_0$, локальное число Nu_x , отнесенное к температуре $T_{ст} - \bar{T}$, определяется уравнением

$$Nu_x = \frac{\alpha h}{\lambda} = \left[4 \sum_{n=0}^{\infty} B_n \exp \left(-\frac{8}{3} \varepsilon_n^2 \frac{1}{Pe} \frac{x}{h} \right) \right] / \left[3 \sum_{n=0}^{\infty} \frac{B_n}{\varepsilon_n^2} \exp \left(-\frac{8}{3} \varepsilon_n^2 \frac{1}{Pe} \frac{x}{h} \right) \right];$$

при $x/Pe h \rightarrow \infty$ $Nu_{\infty} = 3,77$.

Средний интегральный коэффициент теплоотдачи определяется формулой

$$\bar{Nu} = \frac{\bar{\alpha} h}{\lambda} = -\frac{1}{2} Pe \frac{h}{l} \ln \left[3 \sum_{n=0}^{\infty} \frac{B_n}{\varepsilon_n^2} \exp \left(-\frac{8}{3} \varepsilon_n^2 \frac{1}{Pe} \frac{l}{h} \right) \right].$$

Значения ε_n и B_n приведены в табл. 17.

17. Значения величин для расчета теплообмена в плоском канале при $T_{ст} = \text{const}$

n	ε_n	B_n
0	1,681 595 3	0,858 086 50
1	5,669 857 3	0,569 462 70
2	9,668 242 5	0,476 065 45
3	13,667 661 0	0,423 973 75
4	17,667 374 0	0,389 108 65
5	21,667 205 0	0,363 465 00
6	25,667 096 0	0,343 475 45
7	29,667 021 0	0,327 265 70
8	33,666 966 0	0,313 739 25
9	37,666 924 0	0,302 204 10

18. Значения величин для расчета теплообмена в плоском канале при постоянной температуре одной из стенок и теплоизоляции другой

n	ε_n	B_n
0	3,818 667	2,176 545
1	11,897 23	1,427 232
2	19,924 14	1,193 603
3	27,938 35	1,063 782
4	35,947 34	0,976 891
5	43,953 64	0,912 937
6	51,958 37	0,863 046
7	59,962 11	0,822 562
8	67,965 19	0,788 761
9	75,967 84	0,759 927

2. Локальные и средние значения числа Nu на входе в обогреваемый участок

$$Nu_0 = \alpha_0 h / \lambda = 0,978 (Pe h/x)^{1/3},$$

$$\bar{Nu}_0 = \bar{\alpha}_0 h / \lambda = 1,467 (Pe h/l)^{1/3}.$$

3. В случае, если одна стенка теплоизолирована, а температура другой постоянна, местное значение числа Nu , отнесенное к местной разности температур $T_{ст} - \bar{T}$,

$$Nu_x = \left[\sum_{n=1}^{\infty} B_n \exp \left(-\frac{1}{6} \varepsilon_n^2 \frac{1}{Pe} \frac{x}{h} \right) \right] / \left[6 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{B_n}{\varepsilon_n^2} \exp \left(-\frac{1}{6} \frac{1}{Pe} \frac{x}{h} \right) \right],$$

а среднее интегральное число Нуссельта

$$\bar{Nu} = -Pe \frac{h}{l} \ln \left[6 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{B_n}{\varepsilon_n^2} \exp \left(-\frac{1}{6} \frac{1}{Pe} \frac{l}{h} \right) \right].$$

Значения ε_n и B_n приведены в табл. 18.

4. Теплообмен на термическом начальном участке рассчитывается по уравнениям [75]

$$Nu_x = 1,022 (Pe h/x)^{1/3};$$

$$\bar{Nu} = 1,65 (Pe h/l)^{1/3}.$$

5. Теплообмен при течении жидкости между параллельными пластинами, на каждой из которых поддерживается постоянная и притом одинаковая интенсивность теплового потока, определяется по уравнению

$$Nu = \left[\frac{17}{70} + \sum_{i=1}^{\infty} A_i \Psi_i(1) \exp\left(-\frac{8}{3} \varepsilon_i^2 \frac{1}{Pe} \frac{x}{h}\right) \right]^{-1}$$

Значения постоянных ε_i , A_i и $\Psi_i(1)$ для $i = 1, 2, 3$ приведены в табл. 19. Для $i > 3$ значения этих постоянных определяются по уравнениям

$$\varepsilon_i = 4i + 1/3;$$

$$A_i = (-1)^{i+1} 1,2363 \varepsilon_i^{-11/6};$$

$$\Psi_i(1) = (-1)^i 0,97103 \varepsilon_i^{1/6}.$$

Предельное число Нуссельта $Nu_{\infty} = 4,12$.

19. Значения постоянных величин для определения теплоотдачи в плоском канале при $q_{ст} = \text{const}$

i	ε_i	$\Psi_i(1)$	A_i
1	4,287 22	-1,269 70	0,087 512 0
2	8,303 72	1,402 20	-0,025 862
3	12,311 4	-1,491 10	0,012 530 0

20. Значения постоянных величин для определения теплоотдачи в плоском канале при несимметричном обогреве ($q_{ст1} \neq q_{ст2}$)

i	ω_i	D_i	$G_i(1)$
0	2,263 106	-1,338 17	0,496 29
1	6,297 68	0,545 48	-0,212 14
2	10,307 7	-0,358 89	0,140 38
3	14,314 1	0,271 00	-0,106 50

В случае, если интенсивность теплового потока на стенках различна ($q_{ст1} \neq q_{ст2}$), локальное значение интенсивности теплообмена на одной из стенок определяется по уравнению [75]

$$\begin{aligned} Nu^{-1} &= \lambda (T_{ст} - \bar{T}) / q_{ст1} h = \frac{17}{140} \left(1 + \frac{q_{ст2}}{q_{ст1}} \right) + \frac{1}{2} \left(1 + \frac{q_{ст2}}{q_{ст1}} \right) \times \\ &\times \sum_{i=1}^{\infty} A_i \Psi_i(1) \exp\left(-\frac{8}{3} \frac{1}{Pe} \frac{x}{h}\right) + \frac{1}{4} \left(1 - \frac{q_{ст2}}{q_{ст1}} \right) \times \\ &\times \left[1 + \sum_{i=0}^{\infty} D_i G_i(1) \exp\left(-\frac{8}{3} \omega_i^2 \frac{1}{Pe} \frac{x}{h}\right) \right]. \end{aligned} \quad (1.65)$$

Выражение для Nu_2 и $T_{ст2}$ (вторая стенка) аналогично уравнению (1.65). Значения постоянных ω_i , D_i , $G_i(1)$ для $i = 0, 1, 2, 3$ приведены в табл. 20. Для $i > 3$ значения этих постоянных определяются по уравнениям

$$\omega_i = 4i + 7/3;$$

$$D_i = (-1)^{i+1} 2,472 7 \omega_i^{-5/6};$$

$$G_i(1) = (-1)^i 0,97103 \omega_i^{5/6}.$$

При $x/Pe_h \rightarrow \infty$ предельные значения числа Нуссельта

$$Nu_{1\infty} = 70/[26 - 9(q_{ст2}/q_{ст1})];$$

$$Nu_{2\infty} = 70/[26 - 9(q_{ст1}/q_{ст2})].$$

6. Интенсивность теплообмена на гидродинамическом начальном участке плоского канала при $l/Pe_{d_3} \leq 0,01$ описывается уравнением [75]

$$\bar{Nu} = \bar{\alpha}d_3/\lambda = (0,664/F(Pr)) (l/Red_3)^{-0,5} [1 + C(l/Red_3)^n]^{0,5},$$

где $Pe = w_0 d_3/a$; $Re = w_0 d_3/\nu$; $d_3 = 2h$.

При $0,01 \leq Pr \leq 2$ функция $F(Pr)$ определяется по кривой рис. 11, $C = 7,3$ и $n = 0,5$; при $Pr > 2$ функция $F(Pr) = Pr^{-1/3}$, $C = 6,27$ и $n = 4/9$.

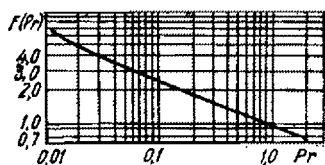


Рис. 11. Функция числа Прандтля для определения интенсивности теплообмена в гидродинамическом начальном участке плоского канала

1.8.3.2. Треугольные, прямоугольные и эллиптические трубы и каналы

1. Если распределение температуры на входе однородно, а температура стенки постоянна, тогда среднее значение числа $\bar{Nu}$ по сечению *треугольного канала* (высотой h и длиной l) [75]

$$\bar{Nu} = [2,213 \exp(-10,705X) + 1,952 \exp(-86,57X)] / [0,827 \exp(-10,705X) + 0,0902 \exp(-86,57X)]$$

$$\text{и} \quad \bar{Nu}_{\infty} = 2,68.$$

Число $\bar{Nu}_{\infty}$, осредненное по длине трубы [75],

$$\bar{\bar{Nu}} = (-Pe_{d_3}/4l) \ln [0,827 \exp(-10,705l/Pe_{d_3}) + 0,0902 \exp(-86,57l/Pe_{d_3})]$$

справедливо для $x/Pe_{d_3} \geq 0,01$.

Здесь $X = x/Pe_{d_3}$; $Pe = \bar{w}d_3/a$; $d_3 = 2h/3$. Предельное значение числа Нуссельта, среднего по сечению *прямоугольного канала* (высотой h , шириной b , длиной l)

$$\bar{Nu} = \beta_1/4.$$

Среднее по периметру и длине канала число $\bar{\bar{Nu}}$, отнесенное к среднему логарифмическому температурному напору [75],

$$\bar{\bar{Nu}} = \bar{\bar{\alpha}}d_3/\lambda = (-Pe_{d_3}/4l) \ln \sum_{n=1}^{\infty} A_n \exp(-\beta_n l/Pe_{d_3}), \quad (1.66)$$

где $d_3 = 4bh/2(b+h)$. Уравнение справедливо для коротких труб, т. е. $x/Pe_{d_3} > 0,01$. Значения коэффициентов уравнения (1.66) приведены в табл. 21.

Если теплофизические свойства среды изменяются по длине канала, среднее значение числа Nu определяется по уравнению [75]

$$\bar{Nu} = 1,85 (Pe_{d_3}/l)^{1/3} (\mu_{ст}/\mu_{ж})^{-0,1},$$

21. Значения постоянных величин для определения теплоотдачи в прямоугольной трубе при $T_{ст} = \text{const}$

$\gamma = h/b$	β_1	β_2	β_3	A_1	A_2	A_3
0,125	22,38	25,61	31,81	0,737	0,091	0,034
0,250	17,76	28,17	47,82	0,756	0,107	0,028
0,500	13,57	41,17	94,93	0,789	0,071	0,020
0,667	12,49	51,58	99,71	0,802	0,064	0,043
1,000	11,91	71,07	157,9	0,804	0,104	0,014

где $\overline{Nu} = \overline{\alpha} d_3 / \lambda = \overline{q}_{ст} d_3 / \Delta T_{лог} \lambda$; $Re = \overline{w} d_3 / a$; $\overline{q}_{ст}$ — средняя по периметру и длине плотность теплового потока на стенке; $\Delta T_{лог}$ — средний логарифмический температурный напор. Значения теплофизических параметров определяются при $T = T_{ст} - 0,5 \Delta T_{лог}$.

Для каналов эллиптического сечения (большая полуось b_1 , малая b_2) значения средних по периметру предельных чисел Нуссельта, рассчитанных по эквивалентному диаметру, даны в табл. 22.

22. Значения $\overline{Nu}_\infty$ и C для труб эллиптического сечения в зависимости от отношения большой оси эллипса к малой

Величина	b_1/b_2				
	1,25	2,0	4,0	8,0	16,0
$\overline{Nu}_\infty$	3,67	3,74	3,79	3,72	3,65
C	0,0138	0,0158	0,0239	0,0388	0,0578

Среднее по периметру и длине число Nu определяется по приближенному уравнению [75]

$$\overline{Nu} = \overline{Nu}_\infty [1 + C (x/Pe d_3)^{-1}],$$

которое справедливо при значениях $x/Pe d_3 \geq 0,02$. Значения C в зависимости от b_1/b_2 приведены в табл. 22.

2. В случае постоянной по длине плотности теплового потока на стенке и постоянной по периметру температуре стенки среднее по периметру предельное число Нуссельта [75] для треугольного канала

$$\overline{Nu}_\infty = \overline{\alpha}_\infty d_3 / \lambda = 3,11;$$

для прямоугольного канала

$$\overline{Nu}_\infty = \frac{64}{(1-\gamma)^3 \pi} \left\{ \sum_{m=1,2,3}^{\infty} \sum_{n=1,2,3}^{\infty} [m^2 n^2 (m^2 \gamma^2 + n^2)^{-1}]^3 \right\} /$$

$$/ \sum_{m=1,2,3}^{\infty} \sum_{n=1,2,3}^{\infty} [m^2 n^2 (m^2 \gamma^2 + n^2)^3]^{-1},$$

где $\gamma = h/b$ — отношение сторон поперечного сечения;
для канала эллиптического сечения

$$\overline{Nu}_\infty = \{3\pi/[E(k)]\}^2 (1 - \omega^2) (1 + \omega^4 + 6\omega^2)/[17(1 - \omega^4) + 98\omega^2],$$

где $E(k)$ — полный эллиптический интеграл второго рода, определяется по табл. 23; $k = (1 - \omega^2)^{0,5}$; $\omega = b_2/b_1$ — отношение полуосей эллипса.

23. Полный эллиптический интеграл $E(k)$, $E = \int_0^{\pi/2} \sqrt{1 - k^2 \sin^2 x} dx$,
 $k = \sin \alpha$

α	E	α	E	α	E	α	E
0	1,5708	38	1,4092	70,5	1,1140	83,6	1,0192
1	1,5707	39	1,4013	71,0	1,1096	83,8	1,0182
2	1,5703	40	1,3931	71,5	1,1053	84,0	1,0172
3	1,5697	41	1,3849	72,0	1,1011	84,2	1,0163
4	1,5689	42	1,3765	72,5	1,0968	84,4	1,0153
5	1,5678	43	1,3680	73,0	1,0927	84,6	1,0144
6	1,5665	44	1,3594	73,5	1,0885	84,8	1,0135
7	1,5649	45	1,3506	74,0	1,0844	85,0	1,0127
8	1,5632	46	1,3418	74,5	1,0804	85,2	1,0118
9	1,5611	47	1,3329	75,0	1,0764	85,4	1,0110
10	1,5589	48	1,3238	75,5	1,0725	85,6	1,0102
11	1,5564	49	1,3147	76,0	1,0686	85,8	1,0094
12	1,5537	50	1,3055	76,5	1,0648	86,0	1,0086
13	1,5507	51	1,2963	77,0	1,0611	86,2	1,0079
14	1,5476	52	1,2870	77,5	1,0574	86,4	1,0072
15	1,5442	53	1,2776	78,0	1,0538	86,6	1,0065
16	1,5405	54	1,2681	78,5	1,0502	86,8	1,0059
17	1,5367	55	1,2587	79,0	1,0468	87,0	1,0053
18	1,5326	56	1,2492	79,5	1,0434	87,2	1,0047
19	1,5283	57	1,2397	80,0	1,0401	87,4	1,0041
20	1,5238	58	1,2301	80,2	1,0388	87,6	1,0036
21	1,5191	59	1,2206	80,4	1,0375	87,8	1,0031
22	1,5141	60	1,2111	80,6	1,0363	88,0	1,0026
23	1,5090	61	1,2015	80,8	1,0350	88,2	1,0021
24	1,5037	62	1,1920	81,0	1,0338	88,4	1,0017
25	1,4981	63	1,1826	81,2	1,0336	88,6	1,0014
26	1,4924	64	1,1732	81,4	1,0314	88,8	1,0010
27	1,4864	65	1,1638	81,6	1,0302	89,0	1,0008
28	1,4803	65,5	1,1592	81,8	1,0290	89,1	1,0006
29	1,4740	66,0	1,1545	82,0	1,0278	89,2	1,0005
30	1,4675	66,5	1,1499	82,2	1,0267	89,3	1,0004
31	1,4608	67,0	1,1453	82,4	1,0256	89,4	1,0003
32	1,4539	67,5	1,1408	82,6	1,0245	89,5	1,0002
33	1,4469	68,0	1,1362	82,8	1,0234	89,6	1,0001
34	1,4397	68,5	1,1317	83,0	1,0223	89,7	1,0001
35	1,4323	69,0	1,1272	83,2	1,0213	89,8	1,0000
36	1,4248	69,5	1,1228	83,4	1,0202	89,9	1,0000
37	1,4171	70,0	1,1184				

1.8.3.3. Криволинейные трубы и каналы

Теплообмен в изогнутых трубах, выполненных в виде спиралей (змеевиков), определяется по уравнению [75]

$$\overline{Nu}_m = Nu_{\infty}^{np} 0,1979 K^{0,5} / \chi (1 + F(\chi) K^{-0,5}), \quad (1.67)$$

где $\overline{Nu}_m = \bar{q}_{ct} d / (T_{ct} - \bar{T}) \lambda$; Nu_{∞}^{np} — число Нуссельта для прямой трубы; $K = Re (d/D)^{0,5}$; $Re = \bar{w} d / \nu$; $D = 2R$; R — радиус кривизны змеевика; $\chi = \delta_{\tau}^{**} / \delta_p$ — отношение толщин теплового и гидродинамического пограничных слоев. Функция $F(\chi)$, в которой $\chi = \chi(Pr)$, при $Pr > 1$ ($\chi < 1$)

$$F(\chi) = \frac{37,05}{\chi} \left[\frac{1}{40} - \frac{17}{120} \chi + \left(\frac{1}{10\chi} + \frac{13}{30} \right) \frac{1}{10Pr} \right]; \quad \chi = \frac{2}{11} \left(1 + \sqrt{1 + \frac{77}{4} \frac{1}{Pr^2}} \right);$$

при $Pr < 1$ ($\chi > 1$)

$$F(\chi) = -\frac{37,05}{\chi} \left[\frac{\chi^2}{12} + \frac{1}{24} - \frac{1}{120\chi} - \left(\frac{4}{3} \chi - \frac{1}{3\chi} + \frac{1}{15\chi^2} \right) \frac{1}{20Pr} \right];$$

$$\chi = \frac{1}{5} \left(2 + \sqrt{\frac{10}{Pr^2} - 1} \right).$$

Уравнение (1.67) хорошо согласуется с опытными данными при $K \geq 100$.

1.8.4. Течение в узких щелях

Теплообмен в узких щелях на практике осуществляется в пластинчатых теплообменниках, работающих в режимах охлаждения и подогрева, в качестве рекуператоров тепла, дефлегматоров с рабочими средами жидкость —

24. Расчетные соотношения теплообмена при ламинарном течении в узких щелях

Определяющие размеры	Предельные значения чисел подобия	Расчетное уравнение
$d_s = 0,008$ $f_1 = 0,0018$ $L_n = 1,15$	$Re \leq 50$ $Pr \geq 80$	$Nu = 0,63 Re^{0,33} Pr^{0,33} (Pr_{ж}/Pr_{ct})^{0,25}$
$d_s = 0,008$ $f_1 = 0,0011$ $L_n = 1,12$ $d_s = 0,0096$ $f_1 = 0,0024$ $L_n = 1,0$	$Re \leq 100$ $Pr > 50$ $Re \leq 50$ $Pr \geq 80$	$Nu = 0,6 Re^{0,33} Pr^{0,33} (Pr_{ж}/Pr_{ct})^{0,25}$
$d_s = 0,0091$ $f_1 = 0,002$ $L_n = 1,18$	$Re = 200$ $Pr = 50$	$Nu = 0,46 Re^{0,33} Pr^{0,33} (Pr_{ж}/Pr_{ct})^{0,25}$
$d_s = 0,0076$ $f_1 = 0,0016$ $L_n = 0,45$	$Re \leq 100$ $Pr \geq 20$	$Nu = 0,5 Re^{0,33} Pr^{0,33} (Pr_{ж}/Pr_{ct})^{0,25}$

Примечание. d_s — эквивалентный диаметр канала; f_1 — площадь поперечного сечения канала; L_n — приведенная длина канала; $Re = wd_s/\nu$; $Nu = \alpha d_s/\lambda$.

ОГЛАВЛЕНИЕ

	Стр.
Предисловие	3
Глава 1. Вынужденная конвекция при ламинарном течении	4
1.1. Пограничный слой	4
1.2. Теплообмен при внешнем обтекании поверхностей	6
1.2.1. Обтекание пластины	6
1.2.2. Обтекание криволинейной поверхности	7
1.2.3. Обтекание шара	10
1.3. Теплообмен на проникаемой поверхности	11
1.4. Теплообмен при поперечном обтекании поверхностей	13
1.4.1. Обтекание цилиндра, призматического стержня, оребренной трубы	13
1.4.2. Обтекание коридорного и шахматного пучка труб	16
1.5. Теплообмен при наличии внутренних источников тепла	17
1.6. Теплообмен вращающихся тел	18
1.6.1. Аксиальное вращение труб	18
1.6.2. Радиальное вращение труб	19
1.6.3. Вращение трубчатых, дисковых, ротационных и скребковых поверхностей	19
1.6.4. Вращение пластинчатых поверхностей скребков	19
1.7. Теплообмен в кипящем слое	21
1.7.1. Слой с неподвижным шаром	21
1.7.2. Слой с движущейся частицей	21
1.7.3. Нестационарный прогрев	23
1.7.4. Теплоотдача от стенки к слою	27
1.8. Теплообмен при движении жидкости в трубах и каналах	27
1.8.1. Течение в трубах	27
1.8.2. Течение в кольцевых каналах	27
1.8.3. Течение в трубах и каналах призматической и криволинейной формы	35
1.8.3.1. Плоский канал	35
1.8.3.2. Треугольные, прямоугольные и эллиптические трубы и каналы	38
1.8.3.3. Криволинейные трубы и каналы	41
1.8.4. Течение в узких щелях	41
1.9. Теплообмен при течении жидкостей с малыми числами Прандтля	42
1.10. Теплообмен при совместном действии вынужденной и естественной конвекции	42
1.10.1. Однонаправленное движение	42
1.10.2. Перекрестный ток	43
1.10.3. Противоток	43
Глава 2. Вынужденная конвекция при турбулентном течении	44
2.1. Переход к турбулентному течению	44
2.2. Теплообмен при внешнем обтекании поверхностей	44
2.2.1. Обтекание пластины с дозвуковой скоростью	44
2.2.2. Обтекание пластины со звуковой и сверхзвуковой скоростью	45
2.2.3. Обтекание пластины и шара разреженным газовым потоком	47

2.2.4. Обтекание труб	49
2.3. Теплообмен на прокачиваемой поверхности	49
2.3.1. Течение с отсосом	49
2.3.2. Внутривихревой теплообмен	50
2.4. Теплообмен при поперечном обтекании пучка труб, призматических стержней и ребренных поверхностей	51
2.5. Теплоотдача к стекающей по стенке жидкой пленке	55
2.6. Теплообмен при перемешивании	60
2.7. Теплообмен при течении в трубах и каналах	60
2.7.1. Течение в трубах и каналах сложной формы	60
2.7.2. Течение в трубах призматической и криволинейной формы, дисковых каналах и соплах	62
2.7.3. Течение в узких щелях	63
2.8. Теплообмен при течении жидкостей с малыми числами Прандтля	64
2.9. Теплообмен в искусственно турбулизированных средах	66

Глава 3. Свободная конвекция и защита тел от воздействия высокотемпературного теплоносителя

3.1. Теплоотдача от вертикальной пластины	66
3.2. Теплоотдача от горизонтальной пластины и цилиндра	68
3.3. Теплоотдача от прокачиваемой поверхности	69
3.3.1. Пористое охлаждение	69
3.3.2. Теплообмен в зернистом вертикальном слое	71
3.3.3. Теплообмен в волокнистом горизонтальном слое	73
3.4. Теплообмен в ограниченных каналах и полостях	75
3.4.1. Конвекция в вертикальном слое	75
3.4.2. Конвекция в замкнутом пространстве	75
3.4.3. Конвекция в горизонтальном канале	76
3.5. Теплообмен при повышенной гравитации и пониженном давлении	78
3.6. Газовые завесы	79

Глава 4. Кипение

4.1. Основные режимы	80
4.2. Теплоотдача при кипении жидкостей	81
4.2.1. Кипение с недогревом	81
4.2.2. Кипение в большом объеме	82
4.2.3. Кипение в трубах	92
4.2.4. Стесненные условия кипения	102
4.2.5. Кипение на трубном лучке	103
4.3. Молекулярно-термодинамический метод	104
4.4. Особые случаи кипения	106
4.4.1. Неизотермические поверхности нагрева	106
4.4.2. Перемешивание и вдув пара (газа)	106
4.4.3. Струйное орошение поверхности	107
4.4.4. Дисперсный слой	108
4.4.5. Тонкие пленки жидкости	110
4.4.6. Сверхкритическое давление	113
4.4.7. Свободное растекание жидкости по поверхности	113
4.5. Кипение жидкостей с малыми числами Прандтля	115
4.6. Кризис теплообмена	117
4.6.1. Кризис кипения в большом объеме	117
4.6.2. Кризис кипения в трубах	119
4.6.3. Кризис кипения в каналах сложной формы	122
4.6.4. Кризис кипения в кольцевых каналах	124
4.6.5. Кризис кипения в термосифонах	125

Глава 5. Конденсация

5.1. Кинетика процесса	126
5.2. Пленочная конденсация неподвижного чистого пара	128
5.2.1. Ламинарное и переходное движение	128

5.2.2. Турбулентное движение	132
5.2.3. Конденсация на ребренных поверхностях и в узких щелях	133
5.2.4. Постоянный и промежуточный отвод конденсата	136
5.2.5. Условия пониженной гравитации	137
5.3. Пленочная конденсация движущегося чистого пара	138
5.3.1. Конденсация на пластине	138
5.3.2. Конденсация на трубах	141
5.3.2.1. Внутренние поверхности	141
5.3.2.2. Наружные поверхности	142
5.3.3. Конденсация на трубном пучке	143
5.3.4. Конденсация в термосифонах	143
5.4. Пленочная конденсация парогазовых смесей	144
5.5. Капельная конденсация неподвижного чистого пара	146
5.6. Капельная конденсация движущегося чистого пара	147
5.7. Капельная конденсация парогазовых смесей	148
5.8. Конденсация на струе жидкости	148
5.8.1. Ламинарное движение	148
5.8.2. Турбулентное движение	149
5.8.3. Диспергированная струя	150
5.9. Пленочная конденсация смеси паров	151
5.10. Капельная конденсация смеси паров	152
Список литературы	154

Кулинченко В. Р.

К90 **Справочник по теплообменным расчетам.— К. : Техника, 1990.— 165 с.**

ISBN 5-335-00492-4

Приведены данные о процессах теплообмена и расчетные соотношения, позволяющие определять интенсивность теплообмена при вынужденной и свободной конвекции, при кипении и конденсации жидкостей в различных системах. Уделено внимание защите тел от воздействия высокотемпературного теплоносителя и теплообмену в кипящем слое.

Рассчитан на инженерно-технических работников.

К $\frac{2203050000-151}{М 202 (04)-90}$ 44.90

ББК 31.31.2